iPN

université paris — sud
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE
B.P. N° 1 ~ 91406 - ORSAY ~ TEL. 941.51.10
laboratoire associé à l'IN2 P3

THESE

présentée

AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITÉ PARIS - SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Simone FORTIER

Sujet : Contribution à l'étude des niveaux de parité positive du ^{41}Ca et du ^{41}Sc : désexcitation électromagnétique des états d'isospin 3/2.

Soutenue le 4 Juin 1976

IPNO-T-76-01

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre : 1659

THÈSES

PRESENTEES,

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUE

PAR

Simone FORTIER

Sujet de la thèse : Contribution à l'étude des niveaux de parité positive du ^{41}Ca et du ^{41}Sc : désexcitation électromagnétique des états d'isospin 3/2.

Soutenues le 4 Juin 1976 **devant la Commission d'examen**

MM.me N. MARTY Présidente

Mme P. BENOIST-GUEUTAL
Mr A. KNIPPER
Mr J.P. SCHAPIRA
Mr A. ZUKER
} Examinateurs.

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur J.P. SCHAPIRA, pour toute l'attention avec laquelle il a dirigé ce travail. Son aide et ses conseils m'ont été extrêmement précieux en toutes circonstances.

Messieurs S. GALES, H. LAURENT et J.M. MAISON ont collaboré étroitement à ce travail. Je les remercie très chaleureusement pour l'aide amicale qu'ils m'ont apportée.

Je désire aussi remercier tout particulièrement Messieurs M.S. ANTONY, A. KNIPPER et B. RABIN pour l'accueil qu'ils nous ont réservé au centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg-Cronenbourg, et pour leur collaboration très active à ce travail.

Monsieur A. ZUKER m'a beaucoup aidée, de son expérience et de ses conseils, dans l'interprétation des résultats expérimentaux tentée dans le cadre du modèle en couches. Je lui en suis très reconnaissante.

Je remercie Monsieur J. VERNOTTE, qui m'a communiqué son intérêt pour la désexcitation γ des états analogues, et avec qui j'ai eu de nombreuses discussions amicales.

Ce travail n'aurait pas pu aboutir sans l'aide de nombreux techniciens à qui j'adresse mes plus vifs remerciements. Je tiens à remercier en particulier, Messieurs R. MARGARIA, A. RICHARD et R. SELLEM, dont l'aide a été essentielle pour la mise au point de l'électronique, ainsi que les équipes techniques du Tandem d'Orsay et de l'accélérateur 5.5 MV de Strasbourg.

Je remercie enfin Mademoiselle M. DORMEAU qui a dessiné les figures de cette thèse, ainsi que le service de Mademoiselle M. PARE qui en a assuré la dactylographie et l'impression.

TABLE DES MATIERES

- INTRODUCTION 1

I - RAPPELS PRELIMINAIRES 5

A. DESEXCITATION γ DES ETATS ANALOGUES 5

B. DISTRIBUTION ANGULAIRE DES RAYONS γ EMIS PAR UN ETAT ALIGNE 10

II - ETUDE DE LA REACTION $^{42}Ca(^{3}He,\alpha\gamma)^{41}Ca$ 15

A. APPAREILLAGE EXPERIMENTAL 15

B. ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES 23

C. RESULTATS 25

D. DISCUSSION 31

III - ETUDE DU PREMIER NIVEAU T=3/2 DANS LE ^{41}Sc 37

A. RECHERCHE DE LA RESONANCE T=3/2 DANS LA DIFFUSION ELASTIQUE ^{40}Ca + p 37

B. DESEXCITATION γ DU NIVEAU T=3/2 41

C. DISCUSSION DES RESULTATS 53

IV - STRUCTURE DES ETATS DE PARITE POSITIVE DANS LES NOYAUX DE MASSE A = 41 59

A. RESULTATS DES CALCULS PRECEDENTS 59

B. NOUVEAUX CALCULS 64

- CONCLUSION 75

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548114_0028

INTRODUCTION

L'étude des propriétés spectroscopiques du ^{41}Ca et du ^{41}Sc présente un grand intérêt, en raison de la situation privilégiée de ces noyaux par rapport au modèle en couches. En effet, leur structure devrait pouvoir en première approximation s'expliquer par l'addition d'un nucléon à un coeur de ^{40}Ca ne jouant aucun rôle actif, la couche 2s-1d étant remplie pour un nombre de protons et de neutrons Z = N = 20. Dans un tel cas, les noyaux devraient avoir un spectre d'énergies très simple, composé uniquement de niveaux "à une particule", dûs à l'excitation du nucléon célibataire dans l'une des orbites restées libres, en premier lieu celles de la couche 1f-2p.

La situation expérimentale est en fait beaucoup plus complexe, indiquant que le coeur de ^{40}Ca est en réalité assez peu fermé. On observe, en effet, une fragmentation de ces niveaux à une particule en plusieurs composantes et l'existence d'un nombre important de niveaux au-dessus de 2MeV d'excitation [1]. Parmi ceux-ci, les nombreux niveaux de parité positive observés à basse énergie ne peuvent être expliqués que par l'excitation de nucléons du coeur, la couche d'oscillateur harmonique $4\hbar\omega$ étant située à une énergie beaucoup plus élevée. Il est donc du plus grand intérêt de comprendre la structure des niveaux de parité positive du ^{41}Ca et du ^{41}Sc. Pour cela, il est nécessaire de mettre en évidence les propriétés expérimentales de ces niveaux, pour comparer ultérieurement celles-ci à des prédictions de calculs théoriques.

Au début de cette étude, les principaux résultats expérimentaux concernant les niveaux de parité positive du ^{41}Ca avaient été obtenus essentiellement à l'aide des diverses réactions de pick-up de neutrons sur une cible de ^{42}Ca [2-6] et de la réaction de double transfert ^{39}K(^{3}He,p)^{41}Ca [7]. Récemment de nouveaux résultats ont été obtenus en étudiant les réactions ^{41}K(^{3}He,t)^{41}Ca [8], ^{39}K(α,d)^{41}Ca [9], ^{40}K(^{3}He,d)^{41}Ca[10], ^{41}Ca(α,α')^{41}Ca[11], et d'autre part, les transitions γ émises à la suite des réactions par ions lourds ^{27}Al(^{16}O,pn)^{41}Ca[12] et ^{26}Mg(^{18}O,3n)^{41}Ca [13]. Ces dernières réactions ont permis de localiser les niveaux de parité positive du ^{41}Ca de spin élevé, qui peuvent s'expliquer par le couplage d'un trou dans le coeur de ^{40}Ca avec deux particules situées dans la couche $1f_{7/2}$, ces dernières ayant leurs spins couplés au maximum J = 7.

Notre premier objectif était d'étendre aux niveaux de parité positive l'étude des désexcitations électromagnétiques dans le ^{41}Ca, précédemment entreprise à l'aide de la réaction ^{40}Ca(d,pγ)^{41}Ca [14-19]. Ceux-ci sont en effet assez peu excités dans cette réaction, qui fait appel alors à des mécanismes non directs tels que la formation d'un noyau composé, et le choix d'une réaction plus sélective est donc nécessaire. Les réactions de pick-up de neutrons sur le ^{42}Ca sont particulièrement bien adaptées ; elles excitent sélectivement par transfert l = 2 ou l = 0 certains niveaux de parité positive du ^{41}Ca, indiquant ainsi la présence dans la fonction d'onde de ces niveaux d'importantes composantes $[f^2_{7/2}(j=0,t=1)d^{-1}_{3/2}]_{J=3/2,T=1/2,3/2}$ ou $[f^2_{7/2}(j=0,t=1)s^{-1}_{1/2}]_{J=1/2,T=1/2,3/2}$. Ceci est en particulier le cas pour

les deux premiers niveaux d'isospin T=3/2 dans le ^{41}Ca, analogues de l'état fondamental et du premier état excité du ^{41}K. La structure à priori très simple de ces niveaux donne un grand intérêt à l'étude de leur désexcitation électromagnétique, celle-ci étant susceptible d'apporter des indications précieuses sur la structure des niveaux finaux.

Une telle étude est animée d'un intérêt supplémentaire, si elle peut être prolongée par une étude similaire dans le noyau miroir ^{41}Sc. En effet, la faible valeur de la force coulombienne comparée aux forces nucléaires entraine un certain nombre de conséquences. Si les forces dépendant de la charge électrique sont en première approximation négligeables, l'isospin est alors un nombre quantique caractéristique de chaque niveau ; en conséquence, deux noyaux "miroirs" tels que le ^{41}Ca et le ^{41}Sc ne diffèrent que par le signe de la troisième composante de l'isospin et possèdent des spectres en énergie similaires, avec des couples de niveaux analogues ayant des propriétés identiques. Nous rappellerons dans le premier chapitre le rôle que joue l'isospin dans les désexcitations électromagnétiques. Une de ses conséquences est l'identité des propriétés d'une transition γ, entre deux niveaux dont les isospins diffèrent d'une unité ($\Delta T=1$), avec la transition correspondante dans le noyau miroir entre les analogues des niveaux initiaux et finaux. Ceci implique en particulier que la désexcitation γ du premier niveau T=3/2 du ^{41}Sc est identique à celle de son analogue dans le ^{41}Ca, si l'isospin est effectivement un bon nombre quantique.

La deuxième partie de ce travail a donc eu pour objet d'étudier la désexcitation γ du premier T=3/2 du ^{41}Sc, dans le but principal de vérifier si l'identité prévue pour des transitions γ miroirs $\Delta T=1$ était effectivement réalisée dans les noyaux ^{41}Ca et ^{41}Sc. Dans un tel cas, la comparaison des résultats obtenus permet alors d'identifier sans ambiguïté des couples de niveaux analogues dans les deux noyaux ; les différences d'énergie coulombienne mesurées entre ces niveaux constituent des données expérimentales utiles, qui peuvent faire ultérieurement l'objet de comparaison avec des résultats de calculs théoriques. Un autre intérêt de cette étude est de comparer les forces de transition M1, $\Delta T=1$ dans le ^{41}Sc aux forces de transition β entre l'état fondamental du ^{41}Ti et les mêmes états finaux : dans le premier chapitre, nous rappelons en effet la relation existant entre ces forces de transition β et M1, celle-ci dépendant étroitement de la structure des états initiaux et finaux.

C'est la réaction ^{42}Ca(^{3}He,$\alpha\gamma$)^{41}Ca qui a été choisie pour étudier la désexcitation γ des états T=3/2 du ^{41}Ca. Cette réaction permet en effet, d'obtenir un alignement maximum du noyau émetteur lorsque la particule sortante est détectée autour de 0°, ce qui est le cas dans cette expérience. La définition de l'alignement d'un état et le formalisme utilisé dans l'analyse des corrélations angulaires des rayons γ sont rappelés dans le premier chapitre. Les conditions de cette expérience et les résultats obtenus sont décrits dans le chapitre II.

L'étude des désexcitations γ dans le ^{41}Sc présente d'importantes difficultés expérimentales, liées principalement au fait que tous les niveaux du ^{41}Sc, à l'exception du fondamental, peuvent se désexciter par émission d'un proton. Un tel processus est, en effet, généralement d'une probabilité bien supérieure à celle attachée à une désexcitation électromagnétique, ce qui rend expérimentalement difficile l'observation de transitions γ. Seules les transitions γ vers l'état fondamental du ^{41}Sc ont pu être étudiées à l'aide de la réaction ^{40}Ca(p,γ)^{41}Sc [20]. Nous avons choisi d'utiliser cette dernière réaction pour entreprendre l'étude de la désexcitation γ du premier niveau T=3/2 du ^{41}Sc.

L'excitation du niveau T=3/2 dans la réaction ^{40}Ca(p,γ)^{41}Sc, en principe interdite, est cependant possible en raison de la présence même très

faible d'impuretés d'isospin dans sa fonction d'onde. Bien que cette réaction ne peuple pas le niveau T = 3/2 d'une façon sélective, elle est cependant la mieux adaptée à cette étude car elle permet, à la différence d'autres réactions, de mesurer les forces de transition électromagnétique. D'autre part, l'utilisation d'autres réactions plus sélectives, telles que par exemple $^{39}K(^{3}He,n\gamma)^{41}Sc$ ou $^{40}Ca(^{3}He,2n)^{41}Ti \xrightarrow{\beta^+} {}^{41}Sc$, présenterait de très grandes difficultés expérimentales en raison de la proportion très faible d'émission γ prévue pour ce niveau.

Avant d'aborder cette étude, il était nécessaire au préalable de déterminer l'énergie de la résonance T=3/2. Une expérience préliminaire a donc eu pour but de rechercher cette résonance dans la fonction d'excitation de la diffusion élastique $^{40}Ca(p,p)^{40}Ca$. Dans le chapitre III, sont présentés les conditions de ces deux expériences et les résultats obtenus sur la désexcitation γ du premier niveau T=3/2 du ^{41}Sc.

Dans le dernier chapitre, les énergies expérimentales des niveaux de parité positive du ^{41}Ca et du ^{41}Sc sont comparées aux prédictions de divers calculs. Nous avons été amenés à entreprendre un nouveau calcul de modèle en couches, dans lequel la structure de ces niveaux est représentée par un mélange de configurations 2 particules-1trou et 4 particules-3trous. La comparaison des énergies et probabilités de transition théoriques aux résultats expérimentaux obtenus dans ce travail donne finalement lieu à une discussion sur la validité de calculs classiques de modèle en couches pour les noyaux dans la région du ^{40}Ca.

CHAPITRE I

RAPPELS PRELIMINAIRES

La première partie de ce chapitre a pour but de rappeler le rôle que joue l'isospin dans les désexcitations électromagnétiques et plus particulièrement certaines conséquences dont la considération sera utile dans la suite de ce travail : identité des désexcitations γ avec changement d'isospin $\Delta T = 1$ pour deux niveaux analogues dans des noyaux miroirs, relation entre une force de transition M1, $\Delta T = 1$ et la force de la transition β Gamow-Teller entre l'analogue de l'état initial et le même état final.

Dans la seconde partie, nous rappellerons le formalisme utilisé dans l'analyse des distributions angulaires des rayons γ émis par un état nucléaire préalablement aligné. Ceci est le cas pour les niveaux atteints dans la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$; cet alignement est également obtenu dans l'étude de la réaction $^{42}Ca(^3He,\alpha\gamma)^{41}Ca$ si on ne détecte que les rayons γ en coïncidence avec les particules α émises à 0°.

A - DESEXCITATION ELECTROMAGNETIQUE DE NIVEAUX ANALOGUES.

1. Rôle de l'isospin dans les désexcitations électromagnétiques.

La largeur radiative Γ_γ d'une transition électromagnétique entre un état initial i et un état final f a pour valeur (21) :

$$\Gamma_\gamma = 8\pi k \sum_{MM_f} | < J_f M_f T_f T_{3f} | H(L,M) | J_i M_i T_i T_{3i} > |^2 \qquad (I\text{-}1)$$

où k est le nombre d'ondes défini par $E_\gamma/\hbar c$, E_γ étant l'énergie de la transition, et où H(L,M) opérateur d'interaction électromagnétique a la forme :

$$H(L,M) = \int \frac{1}{c} \vec{j}_N(\vec{r}) . \vec{A}^*_{LM}(k\vec{r})\, d\Omega \qquad (I\text{-}2)$$

$\vec{A}_{LM}(k\vec{r})$ est le potentiel vecteur du champ électromagnétique et $\vec{j}_N(\vec{r})$ représente la densité de courant nucléaire. Dans l'hypothèse d'un courant de convection et d'un courant de spin pour des nucléons sans dimension, on peut écrire en sommant sur les protons et les neutrons :

$$\vec{j}_N(\vec{r}) = \sum_p e_p \left[\frac{\vec{p}_p}{2M_p} \delta(\vec{r}-\vec{r}_p) + \delta(\vec{r}-\vec{r}_p) \frac{\vec{p}_p}{2M_p} \right]$$
$$+ c \sum_p \mu_p \left(\frac{e\hbar}{2M_p c}\right) \nabla \times \vec{\sigma}_p \, \delta(\vec{r}-\vec{r}_p)$$
$$+ c \sum_n \mu_n \left(\frac{e\hbar}{2M_p c}\right) \nabla \times \vec{\sigma}_n \, \delta(\vec{r}-\vec{r}_n) \qquad (I\text{-}3)$$

avec les moments magnétiques μ_p et μ_n exprimés en unités de magnéton nucléaire.

En utilisant le formalisme de l'isospin, la densité de courant s'écrit comme la somme de deux termes, un terme isovectoriel dépendant linéairement de l'opérateur τ_3, dont les valeurs propres +1 et -1 correspondent respectivement à un neutron ou à un proton, et un terme isoscalaire indépendant de τ_3. L'interaction électromagnétique H peut donc elle aussi être considérée comme la somme d'une partie isoscalaire H_o et d'une partie isovectorielle H_1. En appliquant le théorème de Wigner-Eckart pour extraire la dépendance par rapport à la troisième composante de l'isospin T_3, on obtient :

$$< J_f\, M_f\, ;\, T_f\, T_3\, |H_o + H_1|\, Ji\, Mi\, ;\, Ti\, T_3 > =$$

$$(-)^{T_f - T_3} \begin{pmatrix} T_f & 0 & T_i \\ -T_3 & 0 & T_3 \end{pmatrix} < J_f M_f ; T_f || H_o || J_i M_i\, ;\, T_i >$$

$$+ (-)^{T_f - T_3} \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -T_3 & 0 & T_3 \end{pmatrix} < J_f M_f\, ;\, T_f || H_1 || J_i M_i\, ;\, T_i > \qquad \text{(I-4)}$$

Cette hypothèse sur la nature des courants a deux conséquences :

- les seules transitions électromagnétiques permises sont celles avec $\Delta T = 0, \pm 1$.
- pour les transitions $\Delta T = 1$ entre deux niveaux d'isospin différents, seule intervient la composante isovectorielle de l'interaction. Le coefficient 3j devant l'élément de matrice isotenseur s'écrit explicitement :

$$\begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -T_3 & 0 & T_3 \end{pmatrix} = \left[\frac{T_>^2 - T_3^2}{T_> (2T_> - 1)(2T_> + 1)} \right]^{1/2} \times (-)^{Ti - T_3} \qquad \text{(I-5)}$$

où $T_>$ est le plus grand des isospins T_i et T_f.

Cette dernière propriété a une application importante dans le cas de noyaux miroirs :
une transition $\Delta T = 1$ doit être identique à la transition correspondante dans le noyau miroir entre les analogues de niveau initial et du niveau final ; en particulier, les deux transitions doivent avoir mêmes largeurs radiatives et mêmes rapports de multipolarité.

En plus de ces comportements tout à fait généraux des transitions électromagnétiques vis à vis de l'isospin, des règles particulières peuvent être dérivées[21] pour les différents ordres multipolaires. Dans les paragraphes suivants, nous nous limitons à certaines considérations sur les transitions M1, $\Delta T=1$ qui seront utiles dans la suite de ce travail.

2. Forces des transitions M1, $\Delta T = 1$.

Pour une transition électromagnétique d'ordre multipolaire M1, la force de transition B(M1) est définie par la relation :

$$\Gamma_\gamma(M1) = \frac{16\pi}{9} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^3 B(M1)$$

$$= 1.16 \times 10^{-2}\ E_\gamma^{\,3}\ B(M1) \qquad \text{(I-6)}$$

en exprimant Γ_γ en eV, E_γ en MeV et B(M1) en $\mu_o^{\,2}$, μ_o étant le magnéton nucléaire

$$\mu_o = \frac{e\hbar}{2M_p c} \qquad \text{(I-7)}$$

B(M1) peut être également exprimé en unités de Weisskopf, avec la relation : $1\ u.W. = 1.79\mu_o^2$.

L'application des relations (I.1-3) aux transitions M1 permet d'écrire en explicitant les potentiels vecteurs A_{1M} :

$$B(M1) = \sum_{M_i M_f} | < J_f M_f T_f T_3 | \Omega_o + \Omega_1 | J_i M_i T_i T_3 > |^2 \qquad (I\text{-}8)$$

avec $$\Omega_o = \sqrt{\frac{3}{16\pi}}\ \mu_o \sum_k [\vec{l}(k) + (g_p + g_n)\ \vec{s}(k)] \qquad (I\text{-}9)$$

$$\Omega_1 = -\sqrt{\frac{3}{16\pi}}\ \mu_o \sum_k [\vec{l}(k) + (g_p - g_n)\ \vec{s}(k)]\ \tau_3(k) \qquad (I\text{-}10)$$

la sommation étant effectuée sur tous les nucléons intervenant dans la transition et $\vec{l}$, $\vec{s}$ et τ_3 représentant respectivement les opérateurs moment angulaire orbital, spin et troisième composante de l'isospin. Les quantités g_p et g_n sont les facteurs gyromagnétiques du proton et du neutron

$$g_p = 5.585$$
$$g_n = -3.826$$

Pour une transition M1, $\Delta T = 1$ seule la composante isovectorielle Ω_1 intervient. On peut alors écrire, en notant d'une triple barre les éléments de matrice réduits dans les espaces de spin et d'isospin :

$$B(M1) = \frac{< T_f T_3\ 1\ 0 \mid T_i T_3 >^2}{(2J_i+1)(2T_f+1)} < J_f T_f \| \Omega_1 \| J_i T_i >^2 \qquad (I\text{-}11)$$

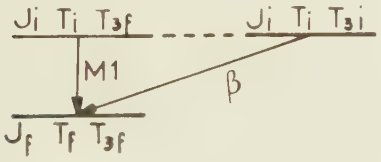
Deux expressions équivalentes de la relation (I-10) peuvent être aussi utilisées pour l'opérateur Ω_1 :

$$\Omega_1 = -\sqrt{\frac{3}{16\pi}}\ \mu_o \sum_k [\vec{j}\ (k) + (g_p - g_n - 1)\ \vec{s}(k)]\tau_3(k) \qquad (I\text{-}12)$$

$$\Omega_1 = -\sqrt{\frac{3}{16\pi}}\ \mu_o \sum_k (g_{pk} - g_{nk})\ \vec{j}(k)\ \tau_3(k) \qquad (I\text{-}13)$$

$\vec{j}$ étant l'opérateur moment angulaire total et g_{pk} et g_{nk} les facteurs gyromagnétiques de Schmidt du proton et du neutron dans leur orbite (l, j).

a) Comparaison des B(M1) avec forces de transition β.



Soit une transition M1 entre deux niveaux d'isospin différents T_i et T_f. S'il existe une transition β entre l'analogue du niveau initial et le même niveau final, la valeur de ft pour cette transition β $\Delta T = 1$ dépend des fonctions d'ondes du niveau initial $|i>$ et du niveau final $|f>$ par cette relation [22] :

$$ft(s) = \frac{3940}{\Omega_{GT}^2} \qquad (I\text{-}14)$$

Ω_{GT} est l'élément de matrice Gamow-Teller qui pour une transition β^+ s'écrit sous la forme :

$$\Omega_{GT} = < f | \sum_k \vec{\sigma}(k)\ t^+(k) \mid i > \qquad (I\text{-}15)$$

$\vec{\sigma}$ étant l'opérateur de spin de Pauli.

$$\vec{\sigma} = 2\,\vec{s}$$

et t^+ l'opérateur qui transforme un proton en un neutron

$$t^+ \mid p > = \mid n >$$

$$t^+ \mid n > = \mid o >$$

L'opérateur t^+ est proportionnel à la première composante du tenseur irréductible d'ordre 1 τ

$$t^+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}\,\tau_1$$

L'élément de matrice Ω_{GT} peut donc être réduit par rapport aux espaces de spin et d'isospin :

$$\Omega_{GT}^2 = \frac{< T_f T_{3f}\ 1\text{-}1 \mid T_i\ T_{3i} >^2}{(2J_i+1)(2T_f+1)} < J_f\ T_f \mid\mid\mid \sum_k \sqrt{2}\vec{s}(k)\vec{\tau}(k) \mid\mid\mid J_i T_i >^2 \qquad \text{(I-16)}$$

Pour la transition M1 correspondante entre l'analogue du niveau initial et le même niveau final, la force de transition s'écrit :

$$B(M1) = \frac{3}{16\pi}\,\mu_o^2 \quad \frac{< T_f\ T_{3f}\ 1\ 0 \mid T_i\ T_{3f} >^2}{(2J_i+1)(2T_f+1)} \quad x$$

$$\left[< J_f T_f \mid\mid\mid \sum_k \vec{\tau}(k) \left[\vec{j}(k) + (g_p - g_n - 1)\ \vec{s}(k) \right] \mid\mid\mid\ J_i T_i > \right]^2 \qquad \text{(I-17)}$$

On a donc la relation suivante entre les forces de transition β et γ correspondantes :

$$B(M1) = B(M1;\sigma) \left[1 + \frac{1}{g_p - g_n - 1} \cdot \frac{< J_f T_f \mid\mid\mid \Sigma \vec{j}(k)\vec{\tau}(k) \mid\mid\mid J_i T_i >}{< J_f T_f \mid\mid\mid \Sigma \vec{s}(k)\vec{\tau}(k) \mid\mid\mid J_i T_i >} \right] \qquad \text{(I-18)}$$

avec

$$B(M1;\sigma) = \frac{8316}{ft(s)} \quad \frac{< T_f\ T_{3f}\ 1\ \ 0 \mid T_i\ T_{3f} >^2}{< T_f\ T_{3f}\ 1\ -1 \mid T_i\ T_{3i} >^2}\ \mu_o^2 \qquad \text{(I-19)}$$

Le rapport des éléments de matrice dans l'expression (I-19) dépend des fonctions d'onde du niveau initial et du niveau final. Cependant, le facteur multiplicatif $1/(g_p - g_n - 1)$ étant petit (0.118), le deuxième terme entre parenthèses est souvent considéré comme négligeable (23), ce qui conduit à la relation suivante :

$$B(M1) = B(M1\ ;\ \sigma) \qquad \text{(I-20)}$$

Dans le cas particulier où une seule particule intervient dans la transition M1, cette relation approximative n'est vérifiée que pour une transition $(1, j \to 1,\ j \pm 1)$, l'élément de matrice au numérateur étant nul. Pour une transition $(1, j \to 1, j)$, on peut montrer en utilisant l'algèbre des tenseurs que le rapport R des éléments de matrice dans l'expression (I-18) a pour valeur :

$$R = (-)^{j+1-1/2}(2l + 1) \qquad \text{(I-21)}$$

Ces valeurs théoriques de R peuvent être comparées à celles obtenues expérimentalement à partir des forces mesurées pour des transitions β et γ correspondantes.

b) Calcul de B(M1) pour une transition ΔT = 1 entre des configurations 2 particules - 1 trou.

L'algèbre des tenseurs peut être utilisée pour décomposer l'élément de matrice :

$$M = \langle J_f T_f \| \sum_k (g_{pk} - g_{nk}) \vec{j}(k) \vec{\tau}(k) \| J_i T_i \rangle \qquad \text{(I-22)}$$

en éléments de matrice à une particule.

Pour une transition ΔT = 1 entre deux configurations constituées par un trou dans la couche j_1 et deux particules dans la couche j_2 notées ainsi :

$$|J_i T_i\rangle = \left| \left[j_1^{N-1}(j_1,\ t_1=1/2),\ j_2^{\,2}(J_A\ T_A) \right]_{J_i T_i} \right\rangle$$

$$|J_f T_f\rangle = \left| \left[j_1^{N-1}(j_1,\ t_1=1/2),\ j_2^{\,2}(J_B T_B) \right]_{J_f T_f} \right\rangle$$

on peut, dans une première étape, distinguer les particules de la couche j_1 et celles de la couche j_2 :

$$M = (-)^{j_1+1/2+J_B+T_B+J_i+T_i} \hat{J}_i \hat{T}_i \hat{J}_f \hat{T}_f \ (g_{p1} - g_{n1})$$

$$\delta_{J_A J_B}\, \delta_{T_A T_B} \begin{Bmatrix} j_1 J_f J_B \\ J_i j_1 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2\ T_f T_B \\ T_i\ 1/2\ 1 \end{Bmatrix} \langle (j_1^{N-1}(j_1,1/2) \| \sum_{k=1}^{N-1} j(k)\tau(k) \| j_1^{N-1}(j_1,1/2) \rangle$$

$$+ (-)^{j_1+1/2+J_A+T_A+J_f+T_f} \hat{J}_i \hat{T}_i \hat{J}_f \hat{T}_f (g_{p2} - g_{n2})$$

$$\begin{Bmatrix} J_B J_f j_1 \\ J_i J_A 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} T_B T_f\ 1/2 \\ T_i T_A\ 1 \end{Bmatrix} \langle j_2^{\,2}(J_B T_B) \| \sum_{k=1}^{2} \vec{j}(k)\tau(k) \| j_2^{\,2}(J_A T_A) \rangle \qquad \text{(I-23)}$$

où le symbole $\hat{x}$ signifie $\sqrt{2x+1}$.

La réduction en éléments de matrice à une particule dans la couche j_2 nous donne :

$$< (j_2)^2 J_B T_B \| \sum_{k=1}^{2} \vec{j}(k)\ \vec{\tau}\ (k) \| (j_2)^2 J_A T_A > =$$

$$2 \times (-)^{2j_2+1+J_B+T_B} \hat{J}_B \hat{J}_A \hat{T}_B \hat{T}_A \begin{Bmatrix} j_2 & j_B & j_2 \\ j_A & j_2 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2 & T_B & 1/2 \\ T_A & 1/2 & 1 \end{Bmatrix} < j_2 \| \vec{j}\ \vec{\tau} \| j_2 >$$

(I-24)

D'autre part, on peut montrer (24) que :

$$< j_1^{N-1}(j_1,1/2) \| \sum_{k=1}^{N-1} \vec{j}(k)\vec{\tau}(k) \| j_1^{N-1}(j_1,1/2)> = < j_1 \| \vec{j}\ \vec{\tau} \| j_1>$$

(I-25)

Les éléments de matrice à une particule ayant pour valeur (24)

$$< j \| \vec{j}\ \vec{\tau} \| j > = \sqrt{j(j+1)(2j+1)} \times \sqrt{6} \qquad \text{(I-26)}$$

la valeur finale de B(M1) est alors :

$$B(M1) = \frac{9}{8\pi} \mu_o^2 (2J_f+1)(2T_i+1) < T_f T_3\ 1\ 0 | T_i T_3 >^2$$

$$\Big[\delta_{J_A J_B}\, \delta_{T_A T_B}\, (-)^{J_i+T_i}\, (g_{p1}-g_{n1}) \sqrt{j_1(j_1+1)(2j_1+1)}$$

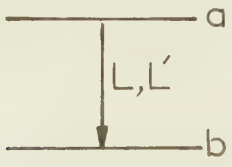
$$\times \begin{Bmatrix} j_1 & J_f & J_B \\ J_i & j_1 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2 & T_f & T_B \\ T_i & 1/2 & 1 \end{Bmatrix} + (-)^{J_A+T_A+J_f+T_f} \times 2$$

$$(g_{p2}-g_{n2})\ [j_2(j_2+1)(2j_2+1)(2J_A+1)(2J_B+1)(2T_A+1)(2T_B+1)]^{1/2}$$

$$\begin{Bmatrix} J_B & J_f & j_1 \\ J_i & J_A & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_2 & J_B & j_2 \\ J_A & j_2 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} T_B & T_f & 1/2 \\ T_i & T_A & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2 & T_B & 1/2 \\ T_A & 1/2 & 1 \end{Bmatrix} \Big]^2 \qquad \text{(I-27)}$$

Les forces de transition M1 entre configurations pures, calculées à l'aide de cette expression seront comparées à celles observées expérimentalement dans la désexcitation γ des premiers niveaux T=3/2 du ^{41}Ca et du ^{41}Sc.

B - DISTRIBUTION ANGULAIRE DES γ EMIS PAR UN ETAT ALIGNE.



Considérons une transition électromagnétique avec mélange de 2 multipolarités L et L' entre deux niveaux de spin a et b.

Dans le cas le plus général(25), la distribution angulaire de la radiation émise dépend des spins a et b, de la nature de la transition et également de l'état quantique du système de noyaux dans l'état a, pouvant occuper 2a + 1 sous état magnétiques α. Celui-ci peut alors être représenté par un ensemble de tenseurs irréductibles, appelés tenseurs statisti-

ques, dont les composantes dépendent de la matrice densité ρ par cette relation :

$$\rho_{kK}(a) = \sum_{\alpha\alpha'} (-)^{\alpha-\alpha'} < a\ \alpha\ a\ -\alpha' | k\ K > < a\alpha\ |\rho| a\alpha' > \qquad \text{(I-28)}$$

1. Définition d'un état aligné.

Dans une rotation arbitraire ϕ du système physique autour d'un axe Oz, la composante $\rho_{kK}(a)$ se transforme en :

$$\rho'_{kK'}(a) = \rho_{kK}(a) \exp(iK\phi)\, \delta_{KK'}$$

Dans le cas où le système nucléaire présente un axe de symétrie, l'invariance du tenseur dans une rotation autour de cet axe entraîne alors $K = 0$ et par conséquent $\alpha = \alpha'$. Si le système est également symétrique par rapport au plan (x,y) alors l'état quantique a est dit aligné.

Dans ce cas, la matrice densité est donc diagonale et l'on a :

$$< a\alpha|\rho|a\alpha > = < a-\alpha|\rho|a-\alpha > \qquad \text{(I-29)}$$

A partir de ces éléments de matrice diagonaux, on peut définir un ensemble de paramètres $P(\alpha)$ représentant la population des différents sous états magnétiques, avec la relation :

$$\sum_{\alpha} P(\alpha) = 1 \qquad \text{(I-30)}$$

Les tenseurs statistiques se réduisent alors à :

$$\rho_{ko}(a) = \sum_{\alpha} \frac{< a\ \alpha\ a\ -\alpha \mid k\ 0 >}{< a\ \alpha\ a\ -\alpha \mid 0\ 0 >} P(\alpha) \qquad \text{(I-31)}$$

et seuls les tenseurs avec k pair sont différents de 0.

2. Expression de la distribution angulaire dans le cas d'un état initial aligné.

Dans ce cas, la distribution angulaire s'exprime alors sous la forme (26) :

$$W(\theta) = \sum_k A_k Q_k P_k(\cos\theta)$$

$$= A_o \sum_k \rho_{ko}(a) F_k(a,b) Q_k P_k(\cos\theta) \qquad \text{(I-32)}$$

$P_k(\cos\theta)$ est le polynome de Legendre d'ordre k, les coefficients Q_k représentent l'atténuation de la corrélation angulaire dûe à l'ouverture angulaire finie des détecteurs γ et A_o est le facteur de normalisation de la corrélation angulaire dépendant de l'intensité de la transition. Les coefficients $F_k(a,b)$ dépendent uniquement de la nature de la transition.

En ne considérant que les deux ordres multipolaires les plus bas L et L + 1 pour la transition γ, on peut définir un rapport de multipolarité δ, en suivant les notations et les conventions de phase de Rose et Brink (27) :

$$\delta = \frac{< a||T_{L+1}||b > / (2L+3)^{1/2}}{< a||T_L||b > / (2L+1)^{1/2}} \qquad \text{(I-33)}$$

Les coefficients F_k (a,b) s'écrivent alors sous la forme :

$$F_k(a,b) = \frac{F_k(L,L,b,a) - 2\delta\ F_k(L,L+1,b,a) + \delta^2 F_k(L+1,L+1,b,a)}{1 + \delta^2} \qquad \text{(I-34)}$$

avec $F_k(L,L',b,a) = (-)^{b-a-1} \times [(2L+1)(2L'+1)(2a+1)]^{1/2} \times$

$$< L1L'-1 | k\ 0 > W\ (\ aaLL', kb) \qquad \text{(I-35)}$$

La somme sur k est limitée aux valeurs paires de k, telles que k soit inférieur au plus petit des nombres 2a, 2L et 2L'.

3. Cas particuliers.

a) Alignement par une réaction de capture.

Dans le cas où le niveau est formé par la capture d'un proton de moment angulaire $\vec{l}$ par une cible de spin nul, comme dans la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$, seul le sous état magnétique $\alpha = \pm 1/2$ peut être peuplé puisque la projection du moment orbital sur l'axe de symétrie est nulle. La distribution angulaire des γ émis ne dépend alors que des valeurs de a, b et δ.

b) Alignement par une sélection de la direction des noyaux émetteurs.

Si le niveau émetteur a est formé dans une réaction nucléaire, telle que par exemple $^{42}Ca(^3He,\alpha)^{41}Ca$ et que la particule émise est détectée dans la direction de l'axe du faisceau, à 0° ou 180°, en coïncidence avec le rayon γ émis, on se retrouve alors dans les conditions d'alignement nécessaires pour appliquer la formule (I-32). Ces conditions géométriques sont communement appelées "géométrie II de Litherland-Ferguson".

Dans la réaction $^{42}Ca(^3He,\alpha\gamma)^{41}Ca$, la somme des spins de la cible et des particules incidente et sortante est égale à 1/2 : dans cette géométrie, le sous-état magnétique $\alpha = \pm 1/2$ est donc seul peuplé, en considérant que les effets dûs à l'ouverture angulaire finie de la détection des particules sont négligeables.

4. Analyse des distributions angulaires expérimentales.

La comparaison d'une distribution angulaire expérimentale avec les fonctions théoriques obtenues pour différents ensembles de valeurs de a, b et δ permet, dans certains cas favorables, de déterminer spins et mélange multipolaire d'une façon univoque. L'écart entre points expérimentaux $Y_{exp}(\theta)$ et théoriques $Y_{th}(\theta)$ est caractérisé par la quantité :

$$q = \sum_{\theta} \left(\frac{Y_{exp}(\theta) - Y_{th}(\theta, a, b, \delta)}{\Delta_\theta} \right)^2 \qquad \text{(I-36)}$$

Δ_θ étant l'imprécision attachée à la mesure expérimentale à l'angle θ.

En assimilant l'erreur expérimentale Δ_θ en chaque point à une déviation standard sur les valeurs de $Y_{exp}(\theta)$, q suit alors une loi de distribution en χ^2 [28] : la probabilité que q supérieur à une certaine valeur q_o corresponde à une réalité physique s'exprime sous la forme :

$$p = \int_{q_o}^{\infty} \frac{e^{-q/2} q^{(N-2)/2}}{2^{N/2}\,\Gamma(N/2)}\, dq \qquad \text{(I-37)}$$

N étant le nombre de paramètres libres et Γ la fonction gamma.

Un critère communément admis pour rejeter une solution comme non-physique est que celle-ci corresponde à une valeur de q telle que la probabilité p soit inférieure ou égale à 0.1 %. Pour un couple de spins a et b donnés, les valeurs de δ retenues correspondent aux minimums q_{min} de la fonction q. L'erreur sur δ est alors évaluée en limitant δ aux valeurs pour lesquelles q est inférieur à $q_{min} + 1$.

Les facteurs d'atténuation géométriques Q_k pour un détecteur de demi-ouverture angulaire α ont la forme :

$$Q_k = \frac{\int_o^{\cos\alpha} \varepsilon(\beta,E).P_k(\cos\theta)\ \ d\ (\cos\theta)}{\int_o^{\cos\alpha} \varepsilon(\beta,E)\ d\ (\cos\theta)} \qquad \text{(I-38)}$$

$\varepsilon(\beta,E)$ étant l'efficacité de détection pour un rayon γ d'énergie E arrivant sous un angle d'incidence β dans le détecteur. Ceux-ci ont été calculés [29] en adaptant la formule[I-38] aux caractéristiques géométriques des détecteurs Ge(Li) utilisés, et en prenant comme valeur pour l'efficacité :

$$\varepsilon\ (\beta,\ E) = 1 - \exp\left[\ x\ (\beta)\ \mu\ (E)\right] \qquad \text{(I-39)}$$

$x(\beta)$ étant le trajet dans le détecteur et $\mu(E)$ le coefficient d'absorption totale.

Dans le cas où plusieurs détecteurs de caractéristiques géométriques différentes sont utilisés dans la mesure de la corrélation angulaire, le nombre théorique de gammes détectés à l'angle θ s'écrit sous la forme

$$Y_{th}(\theta,a,b,\delta) = \sum_k A_k\ Q_k(\theta)P_k(\cos\theta) \qquad \text{(I-40)}$$

$Q_k(\theta)$ correspondant au facteur d'atténuation géométrique pour le détecteur situé à l'angle θ.

CHAPITRE II

ETUDE DE LA REACTION $^{42}Ca(^{3}He, \alpha\gamma)^{41}Ca$

A - APPAREILLAGE EXPERIMENTAL.

Dans des mesures de corrélation angulaire, il est utile de pouvoir détecter des particules dans la direction de l'axe du faisceau, pour se placer dans les conditions d'alignement du noyau décrites dans la section IB. Ceci est le plus souvent réalisé au moyen d'un détecteur annulaire situé à 180° du faisceau. Mais dans le cas où les niveaux émetteurs sont alimentés dans une réaction directe comme $(^{3}He,\alpha)$, la majeure partie des produits de réaction est émise vers l'avant et la section efficace est, en général, très faible à 180°. La détection des particules émises à 0° présente alors un grand intérêt, en dépit des difficultés expérimentales.

Deux sortes de méthodes peuvent être employées pour éliminer la présence du faisceau direct. Si les particules à détecter sont plus légères et plus énergiques que les particules incidentes, il est alors possible d'arrêter le faisceau dans un absorbant, au détriment cependant de la résolution observée pour les particules émises à 0° (30,31). Dans les autres cas, il est nécessaire d'utiliser un système d'analyse magnétique installé à 0°. Un exemple d'un tel système, basé sur l'utilisation d'un aimant est décrit dans la référence (32).

L'étude de la réaction $^{42}Ca(^{3}He,\alpha\gamma)^{41}Ca$ a donc été l'un des motifs conduisant à l'installation auprès du tandem d'Orsay d'un système d'analyse magnétique permettant de détecter les particules émises au voisinage de 0°. Dans la première partie de ce chapitre, nous résumerons le principe de ce système, dont un exposé plus détaillé est donné par ailleurs (33), et décrirons les expériences préliminaires ayant servi à sa mise au point. Nous décrirons ensuite les conditions expérimentales dans lesquelles la réaction $^{42}Ca(^{3}He,\alpha\gamma)^{41}Ca$ a été étudiée.

1. Système de détection à 0°.

a) Principe.

Après focalisation sur la cible, le faisceau incident est arrêté dans une cage de Faraday placée à l'entrée du système ; les particules secondaires émises vers l'avant sont alors focalisées par un triplet de trois lentilles magnétiques quadrupolaires sur un détecteur semi-conducteur au silicium, placé dans une position symétrique de la cible par rapport aux lentilles. La figure 1 montre le principe du dispositif et le trajet des particules dans les plans verticaux et horizontaux.

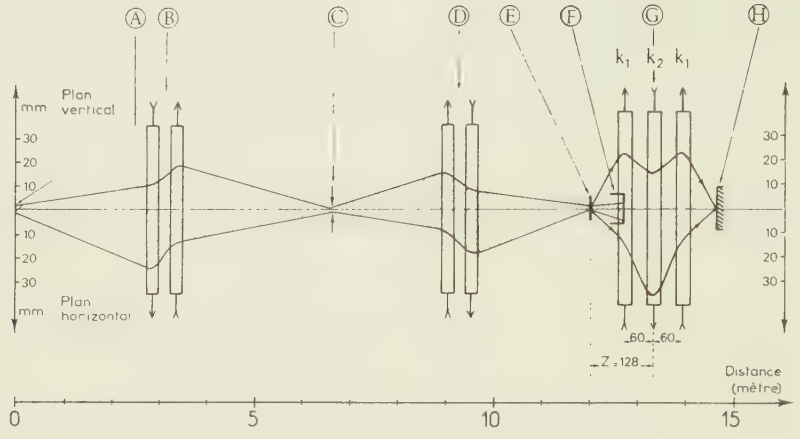


Fig. 1 :

Triplet magnétique dans sa position la plus rapprochée Z = 128cm et structure du faisceau incident sur la cible. A=1er point de focalisation derrière le mur de la salle ; B=1er doublet de ligne ; C=point de focalisation intermédiaire, système de lèvres horizontales et verticales ; D=2ème doublet de ligne ; E=cible de 10mm de diamètre; F=cage de Faraday; G=triplet magnétique de détection à 0° ; H=détecteur de 300mm² de surface.

Le triplet fonctionne dans le mode symétrique pour lequel le grandissement est voisin de -1 dans les plans horizontaux et verticaux. Les propriétés optiques d'un tel système ont été calculées [33] à partir des cartes de champ mesurées pour chaque quadrupole.

Les particules aboutissant au détecteur sont émises à partir de la cible dans un cône dont la section par un plan perpendiculaire à l'axe optique est une courbe proche d'une ellipse. Les demi-angles sous lesquels sont vus les deux axes de l'ellipse sont appelés acceptances angulaires dans les plans convergent-divergent -convergent CDC (grand axe) et DCD (petit axe).

La figure 2 montre les acceptances angulaires et les angles solides attendus en fonction de Bρ, lorsque les courants dans les lentilles ont

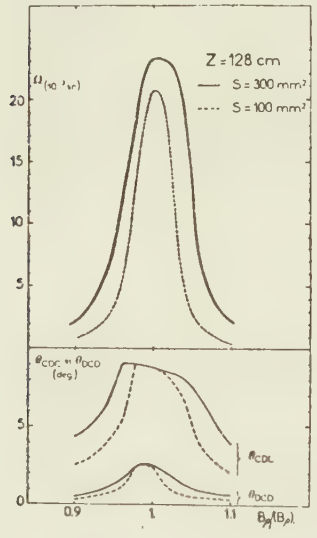


Fig. 2 :

Acceptances angulaire et angle solide en fonction de $B\rho/(B\rho)_0$, calculées pour deux tailles de détecteurs, 100 et 300mm².

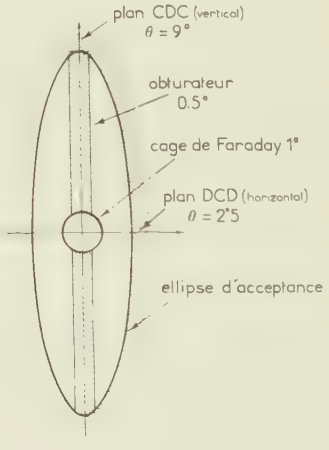


Fig. 3 :

Diaphragme et obturateur d'entrée du triplet pour Z = 128cm.

été réglés pour une valeur particulière de $B\rho = (B\rho)_o$. Pour éviter la détection dans le compteur à 0° des particules diffusées élastiquement, il est nécessaire de masquer l'ellipse d'acceptance pour ces particules. Ceci est réalisé pratiquement par un obturateur placé à l'entrée du système comme le montre la figure 3.

b) Essais du triplet avec une source d'alphas.

La variation de l'angle solide en fonction de $B\rho/(B\rho)_o$ a été mesurée avec une source α de thorium de 10.6h de période, donnant une raie isolée à 8.785 MeV. La source, diaphragmée à 1mm de diamètre, était placée à la position de la cible ; son activité était monitorée par un détecteur placé à 45° dans la chambre à vide. La valeur absolue de l'angle solide a été obtenue à partir d'une mesure du taux de comptage de la raie α dans le détecteur à 0°, avec des courants nuls dans le triplet.

A l'aide d'une recherche de grille par rapport aux deux courants dans la lentille médiane et les lentilles extrêmes, nous avons déterminé les courants i_1^o et i_2^o pour lesquels le taux de comptage dans le détecteur, et donc l'angle solide, était maximum. Nous avons ensuite mesuré la courbe de transmission du triplet, pour une surface de détecteur de 300mm², en faisant varier les courants i_1 et i_2 dans un rapport constant i_1/i_2 égal à i_1^o/i_2^o.

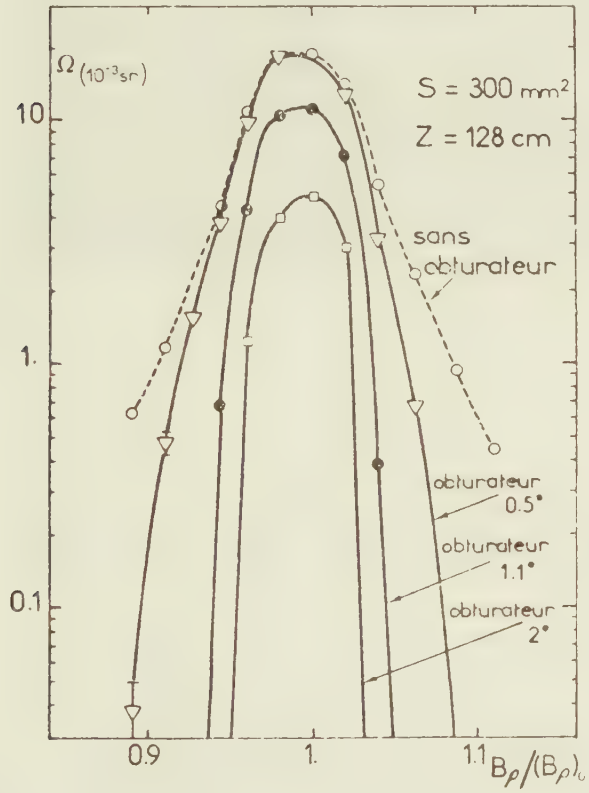


Fig. 4 :

Angles solides du triplet mesurées avec une source, dans des conditions expérimentales usuelles : une cage de Faraday de demi-angle d'ouverture de 1°, cinq diaphragmes interposés dans le tuyau entre la cible et le détecteur, et un obturateur. Les courbes correspondent à diverses tailles d'obturateur, les angles masqués dans le plan CDC étant de 0°, 0.5°, 1.1° et 2°.

La même mesure a été effectuée dans les conditions géométriques nécessaires au fonctionnement sur faisceau, avec la cage de Faraday, cinq diaphragmes successifs minimisant le taux de particules plusieurs fois diffusées et un obturateur à l'entrée du triplet (le demi-angle masqué par la cage de Faraday est de 1°). Les courbes de transmission obtenus avec diverses tailles d'obturateur sont reportées dans la figure 4.

c) Essais du triplet sur faisceau.

Des mesures du fond de particules arrivant dans le détecteur à 0° après des diffusions multiples à petit angle ont été effectuées pour différentes valeurs du rapport $B\rho/B\rho$ (faisceau)à l'aide d'un faisceau de protons de 6 MeV bombardant une cible de ^{12}C. Cet essai nous a conduit à ajouter différents diaphragmes recouverts de graphite, épousant l'enveloppe du faisceau des particules à détecter, de manière à piéger au maximum les particules incidentes diffusées à petit angle puis rediffusées sur les parois du tuyau ou sur les bords de l'obturateur. Le taux de particules diffusées a pu aussi être diminué en arrondissant et polissant soigneusement les bords de l'obturateur, et en ne gardant que le minimum nécessaire de matière autour de la cage de Faraday.

Un barillet à l'entrée du triplet permet de disposer en permanence de quatre obturateurs en inox ou en carbone de tailles diverses, (0.5°, 0.7°, 1.1° et 2°) ces angles étant ceux sous lesquels est vu le petit côté du rectangle dans le plan DCD (voir fig. 3). La réaction $^{42}Ca + ^{3}He$ a été utilisée pour les essais du triplet, à divers réglages de $B\rho$, avec les divers obturateurs disponibles. La figure 5 montre un exemple de spectre de particules à 0°, pour un règlage de courants focalisant des particules de $B\rho$ égal à 1.25 fois le $B\rho$ du faisceau incident.

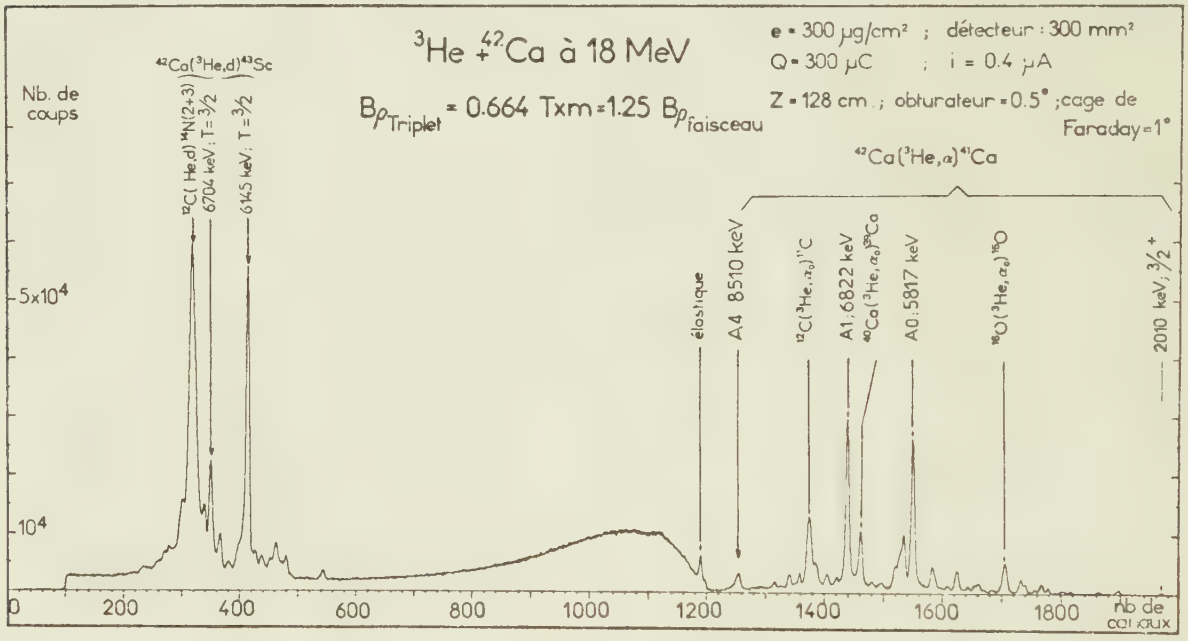


Fig. 5 :

Spectres des alphas et des deutons émis vers l'avant au cours de la réaction $^{3}He + ^{42}Ca$ à 18 MeV.

Le taux de particules diffusées parasites s'est avéré dépendre étroitement de la géométrie et de la structure du faisceau avant la cible. Les réglages des deux doublets de ligne sont donc effectués de manière à minimiser le taux de comptage dans le détecteur à 0° par rapport au courant arrivant sur la cible. Dans des conditions usuelles d'expérience, (épaisseur de cible $\simeq$ 200 µg/cm², intensité du faisceau $\simeq$ 0.3 µA, obturateur 1°), un taux de comptage encore acceptable est obtenu pour une valeur de $B\rho$ supérieure seulement de 12% au $B\rho$ du faisceau incident.
(environ 20 000 coups par seconde dans le détecteur de particules).

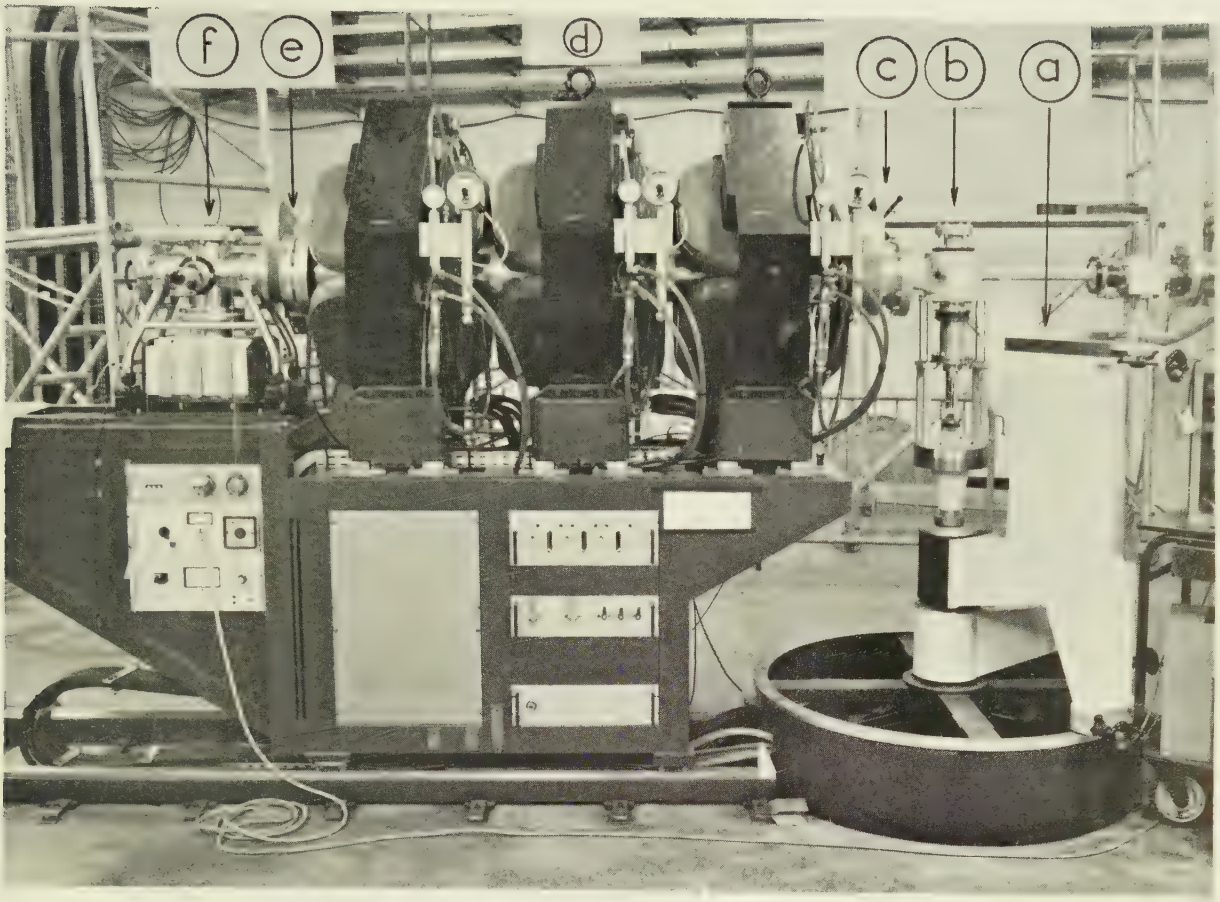


Fig. 6 :

Ensemble de détection des particules à 0° et chambre à réaction associée pour la détection des gammas. a = table goniométrique à deux compteurs indépendants ; b = chambre à réaction et système porte-cible associé ; c = boitier contenant les obturateurs mobiles ; d = triplet de lentilles magnétiques ; e = vanne d'isolement ; f = chambre à vide pour le détecteur à 0°.

2. Conditions de l'expérience.

a) Cibles.

Les cibles de ^{42}Ca, préparées par évaporation sous vide de calcium métallique enrichi à 95% en ^{42}Ca, sont déposées sur des films de carbone de 10 µg/cm^2 d'épaisseur. Celles-ci ont la forme d'un rectangle de 2mm de large et 5mm de haut, de manière à ce que la mesure de corrélation ne soit pas faussée par un déplacement latéral éventuel du faisceau. Les épaisseurs des cibles utilisées dans l'expérience ont été successivement de 370 et 280 µg/cm^2 ; celles-ci ont été évaluées à partir de la perte d'énergie par transmission pour des particules α d'une source de ^{241}Am. Les cibles sont conservées sous vide et introduites dans la chambre à réaction au moyen d'un sas.

b) Détection des particules alphas.

La figure 6 montre une photographie de l'ensemble de détection à 0° et de la chambre à réaction associée pour la détection des gammas. Le triplet est installé dans sa position la plus rapprochée, à Z = 128cm (voir fig. 1). Le compteur placé à 0° est un détecteur barrière de surface de 600µ d'épaisseur et de 300mm^2, refroidi par effet Peltier. La résolution est de 20 keV à -20°C. Dans les conditions de l'expérience, une résolution d'environ 50 keV a été obtenue sur les pics de particules α.

La connaissance de la variation, de l'angle solide en fonction de l'énergie des alphas n'est pas nécessaire dans cette expérience en coïncidence. On peut cependant évaluer à 12msr l'angle solide au maximum de la courbe de transmission, avec l'obturateur de 0.7° utilisé.

L'expérience s'est faite en deux phases, avec un angle solide maximum assuré successivement pour les particules α alimentant des niveaux autour de 4.8 et 5.8 MeV d'excitation. La charge totale accumulée pour chacune de ces deux expositions est respectivement de 17000 et 24000 µc.

c) Détection des gammas.

Le goniomètre supportant les détecteurs est constitué de deux plateaux tournant autour de l'axe de la cible (voir fig. 6). Les deux détecteurs Ge(Li), de 78 et 43cm^3, sont placés de part et d'autre de la chambre à respectivement 12 et 10 cm de la position de l'impact du faisceau. Les angles avec la direction du faisceau sont -90° et -147° pour le premier compteur, 65° et 135° pour le second. Leur résolution est d'environ 4keV dans les conditions de l'expérience.

Les parois de la chambre à réaction,en dural de 2mm d'épaisseur, sont recouvertes intérieurement de feuilles de tantale pour ne pas subir d'activation. Les compteurs sont protégés latéralement du rayonnement γ parasite par des cylindres de plomb ; ils sont recouverts sur leur face avant d'une plaque de plomb de 5mm d'épaisseur.

L'étalonnage en énergie des deux détecteurs a été obtenu à l'aide de sources de ^{56}Co et d'^{192}Ir, à des taux de comptage comparables à ceux de l'expérience. Un point d'étalonnage supplémentaire est donné par une raie du ^{41}Ca de 2009.9±0.2keV (1) présente dans tous les spectres et ne subissant pas de déplacement Doppler à cause du temps de vie du niveau émetteur. L'efficacité relative des détecteurs à chaque angle a été obtenue entre 0.8 et 3.2 MeV à l'aide d'une source de ^{56}Co d'environ 2mm de diamètre, placée après l'expérience dans la position de la cible. Ces courbes d'efficacité relative ont ensuite été prolongées à plus haute énergie par un calcul de Monte-Carlo effectué suivant la méthode d'Aubin et coll. (34).

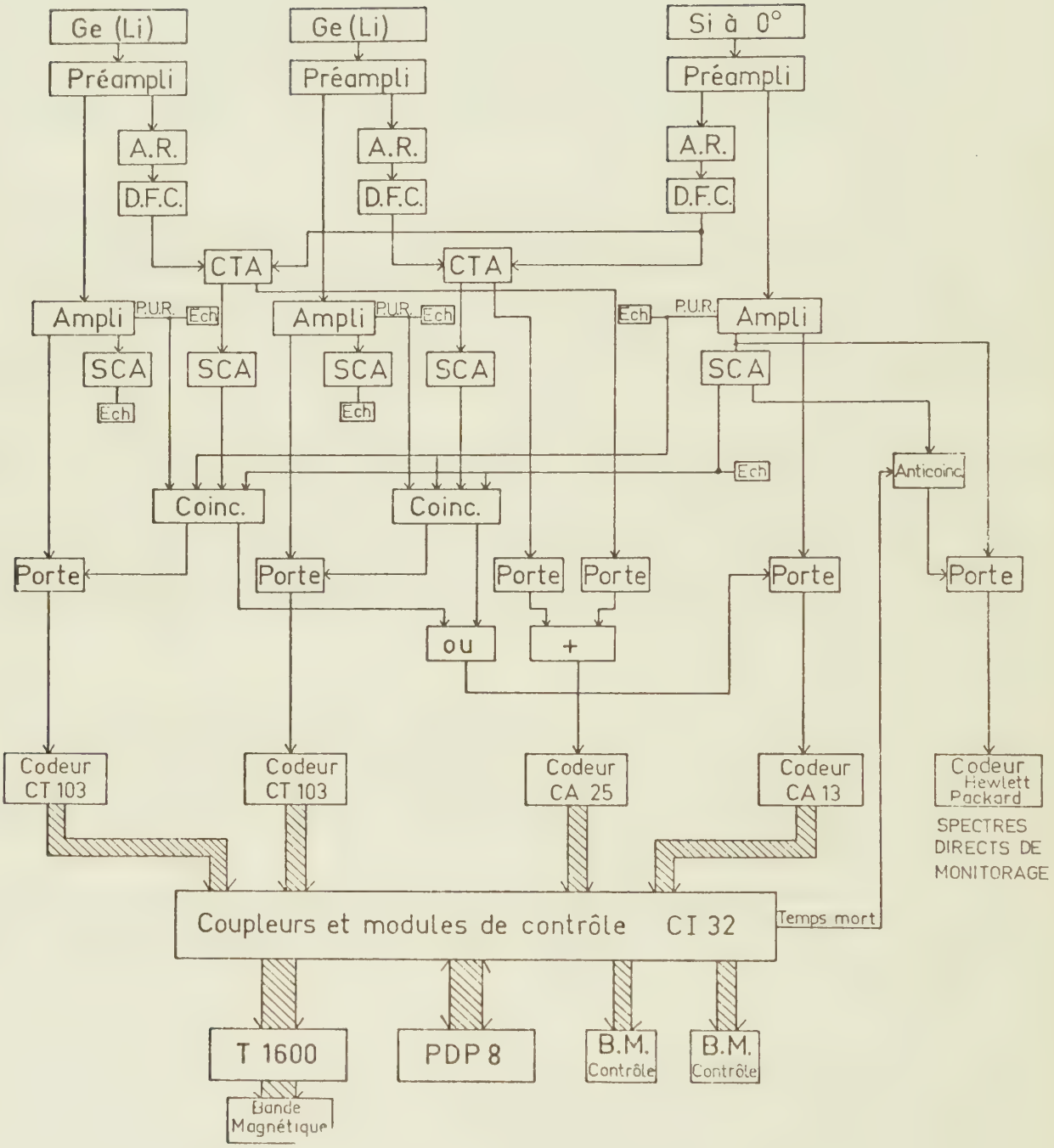


Fig. 7 :

Schéma électronique de l'expérience.
A.R. = amplificateur rapide ; D.F.C. = discriminateur à fraction constante ; C.T.A. = convertisseur temps-amplitude ; P.U.R. = signal de validation d'une impulsion sans empilement ; S.C.A. = analyseur monocanal.

d) Appareillage électronique.

Le schéma électronique de l'expérience est représenté dans la figure 7. Les circuits d'électronique linéaire (amplificateurs ELSCINT CAVN3 et portes linéaires ELSCINT) ont été sélectionnés en fonction de leur résolution aux hauts taux de comptage rencontrés pendant l'expérience (environ 50000 coups par seconde dans les voies γ), ainsi que de leur stabilité au cours du temps. Celle-ci a été contrôlée en accumulant à intervalles réguliers au cours de l'expérience des spectres directs de ^{56}Co.

Les prises de temps à la sortie des détecteurs sont assurées par des discriminateurs à fraction constante. Les portes linéaires sont ouvertes s'il existe simultanément un signal de coïncidence rapide issu de l'un des convertisseurs temps-amplitude, des signaux de non-empilement délivrés par les amplificateurs linéaires, et des signaux de sélecteurs de bande d'énergie ; ces derniers permettent de limiter le nombre de coïncidences fortuites en éliminant en particulier, toutes les particules détectées à 0° autres que les alphas. L'ensemble des signaux codés (énergie de la particule α, énergie du gamma dans l'un ou l'autre des détecteurs, signaux de temps et d'aiguillage) sont stockés sur bande magnétique, par l'intermédiaire d'un ordinateur Télémécanique T1600.

Le contrôle de l'expérience est assuré par un ordinateur PDP8, construisant en ligne dans des blocs-mémoire les spectres de temps et de particules α en coïncidence, ainsi que les spectres γ associés à deux pics de particules α.

Le monitorage de l'expérience en coïncidence est effectué à l'aide du spectre direct des particules α accumulé indépendamment pendant chaque phase de l'expérience. Les corrections dûes aux différents temps morts, ainsi qu'aux pertes électroniques (de l'ordre de 20%), sont estimées à partir des comptages effectués par des échelles placées en différents points du montage électronique .

e) Choix de l'énergie incidente.

A la suite d'une étude préliminaire des taux de comptage obtenus dans les voies particules et gammas à des énergies incidentes de 12, 15 et 18 MeV, l'expérience ^{42}Ca (^{3}He,$\alpha\gamma$)^{41}Ca a été effectuée à 18 MeV. A cette énergie, l'augmentation du nombre de voies ouvertes induit un léger accroissement du nombre des γ émis (d'environ un facteur 2 par rapport à 12 MeV) et on doit donc limiter l'intensité du faisceau à 0.3μA pour ne pas dépasser 60000c/s dans les détecteurs Ge(Li). Ce désavantage est cependant largement compensé par l'accroissement de la section efficace pour la réaction ^{42}Ca(^{3}He,α)^{41}Ca autour de 0° (d'un facteur 3 par rapport à 12 MeV pour le premier niveau T = 3/2 du ^{41}Ca) et par la plus grande plage en énergie d'excitation explorable dans une même exposition du triplet.

B - ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES.

Les événements mis en vrac sur bandes magnétiques ont été classés après l'expérience en matrices bidimensionnelles (énergie α - énergie γ) à l'aide du système ARIEL associé à l'ordinateur IBM 360-75 de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Un classement préliminaire a permis de construire pour chacun des dé-

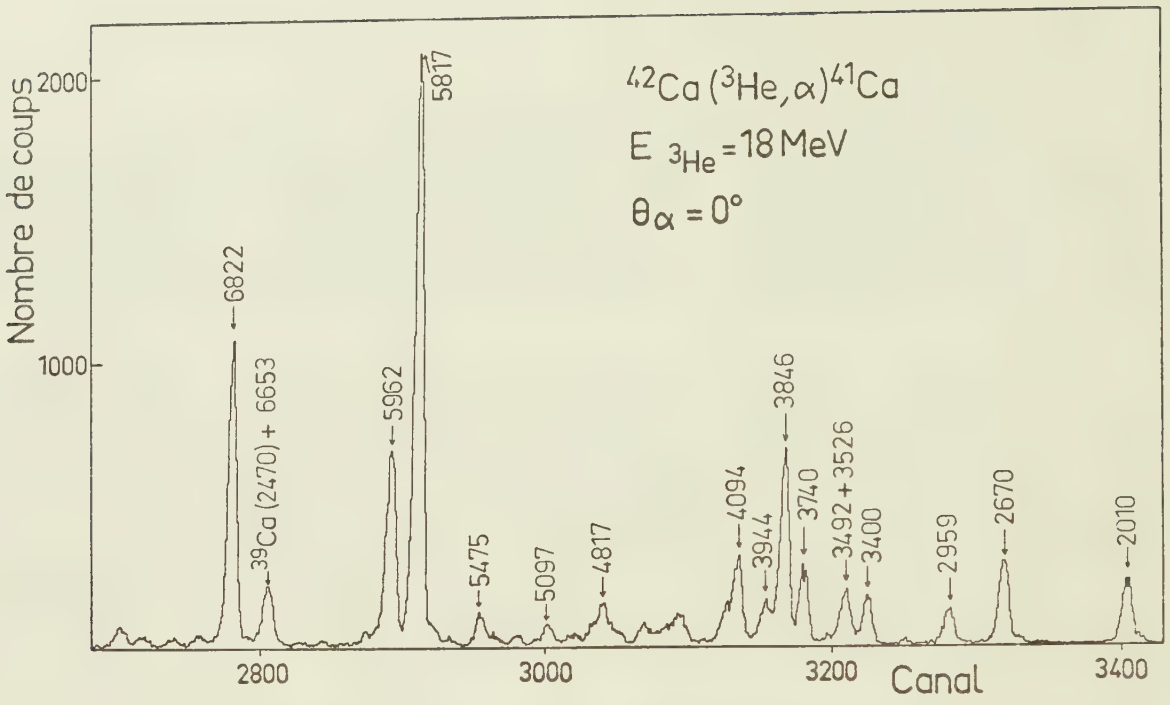


Fig. 8a :

Spectre des particules α de la réaction $^{42}Ca(^{3}He,\alpha\gamma)^{41}Ca$ émises au voisinage de 0°, en coïncidence avec l'ensemble des gammas.
BP favorisé = 0.679Txm.

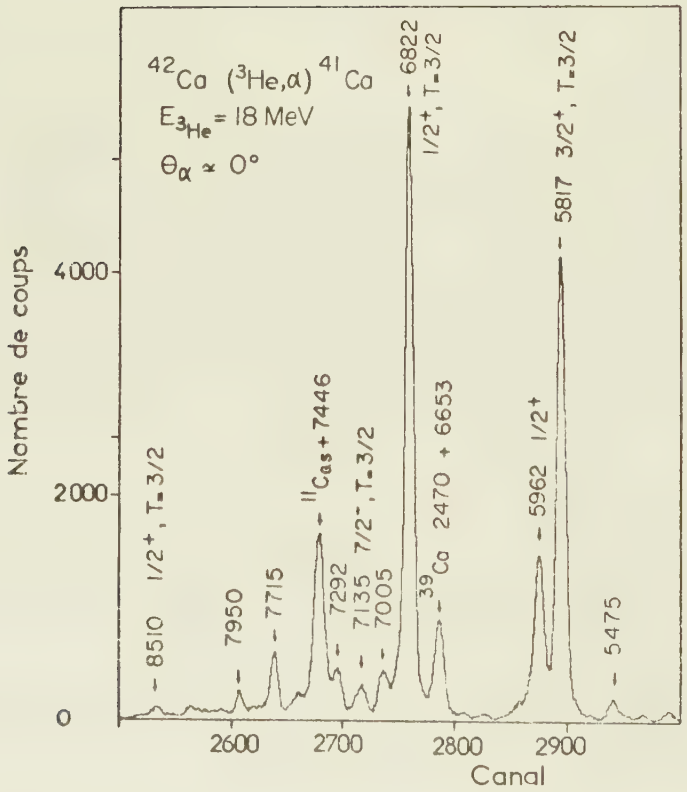


Fig. 8b :

BP favorisé = 0.663Txm.

tecteurs γ les spectres temps associés à d'étroites zones d'énergie pour les particules α, de manière à ce que le pic de coïncidences ne soit pas élargi par des différences de temps de vol (environ 1.5ns/MeV) entre la cible et le détecteur à 0°. La résolution en temps à mi-hauteur ainsi obtenue pour un domaine d'énergie γ entre 0.5 et 7.5 MeV est de 4.5ns pour le détecteur Ge(Li) de 74cm^3 et de 5.2ns pour celui de 47cm^3.

A chaque intervalle d'énergie pour les particules, on a donc fait correspondre l'intervalle de temps correspondant à la position du pic de coïncidences associé, ainsi qu'une zone de temps de même largeur correspondant à des événements fortuits. Pour chacun des angles des détecteurs γ aux deux expositions du triplet, deux séries de matrices (E_α-E_γ) de dimensions 512 x 4096 ont donc été construites sur un disque, correspondant respectivement aux événements en coïncidence vrais et fortuits et aux événements fortuits. Les matrices d'événements fortuits ont pu être alors ultérieurement soustraites des matrices d'événements en coïncidence.

Des projections sur chacun des axes de ces matrices ainsi constituées ont ensuite été effectuées. A chaque pic de particules α observé, on a fait correspondre le spectre γ associé à chaque angle. Pour les transitions observées avec une statistique suffisante, les paramètres A_o et A_2 de la distribution angulaire :

$$W = A_0 + A_2 Q_2 P_2 (\cos\theta)$$

ont été déduits des intensités relatives des raies γ à chaque angle. Les rapports d'embranchement de chaque transition ont été déterminés à partir des valeurs de A_0.

C - RESULTATS.

Les figures 8a et 8b montrent les spectres α en coïncidence avec la totalité des gammas détectés à un angle de 90°, pour chacune des deux expositions du triplet. La différence entre les formes des deux spectres est l'effet de la variation de l'angle solide en fonction du réglage du triplet et du Bρ des particules détectées.

Les énergies d'excitation des niveaux alimentés dans la réaction ^{42}Ca(^{3}He,αγ)^{41}Ca ont été obtenues en premier lieu à partir d'un étalonnage en énergie des spectres α, puis avec plus de précision par l'étude de leur désexcitation γ. Nos valeurs d'énergies, ainsi déterminées, diffèrent d'une façon systématique de celles obtenues à l'aide d'un aimant par Lynen et coll. (2), dans une étude précédente de la réaction ^{42}Ca(^{3}He,α)^{41}Ca. Elles sont comparées dans le tableau 1.

La détection des alphas au voisinage de 0° favorise l'excitation de niveaux atteints par transfert l = 0 : c'est le cas des niveaux T=1/2 à 2670, 3400, 3846 et 5962 keV et T=3/2 à 6822 et 8510 keV. Deux niveaux l = 2 sont également très fortement excités, à 2010 et 5817 keV. Ce dernier est interprété [1-5,7,8] comme le niveau analogue de l'état fondamental du ^{41}K. Le but de ce travail était l'étude de sa désexcitation γ, et de celle du 2ème niveau T=3/2 à 6822 keV.

Cependant, la large bande passante du triplet nous a permis d'obtenir un certain nombre de renseignements sur la désexcitation γ d'autres niveaux du ^{41}Ca, en dépit d'une statistique souvent très faible. Ceux-ci sont rassemblés dans le tableau 1.

Tableau 1 : Transitions γ observées dans la réaction $^{42}Ca(^{3}He,\alpha\gamma)^{41}Ca$.

Niveau initial E_x(keV) Ce travail	E_x(keV) (réf.2)	J^π	Niveau final E_x(keV)	Rapports d'embranchement (%) ce travail[a]	Autres références[b]
2009.9±0.2[c]	2017	$3/2^+$	0	100	100
2669.9±0.2[c]	2680	$1/2^+$	1943	70±10	73±4
			2010	30±10	27±4
2959.3±0.9	2969	$7/2^-$	0	100	100
3400.1±0.3[c]	3401	$1/2^+$	2010	100	100
3492 ±2		+	2010	100	100
3526 ±2	3527	$(3/2,5/2)^+$	1943	obs	59
			2010	(obs)	31
			2670	-	10
3740 ±2	3749	$(3/2,5/2)^+$	2010	69±11	59±6
			2605	31±8	41±6
3845.7±0.8	3862	$1/2^+$	1943	13±5	22±13
			2010	72±10	78±34
			2670	5±3	-
3944 ±2	3946	$1/2^-$	1943	100	92±7
			2463	-	6±2
			2670	-	2±1
4093.6±0.9	4108	$5/2^+$	0	48±11	40±10
			2010	52±11	60±10
4817 ±4	4832	$(3/2,5/2)^+$	0	obs	obs
5475 ±5	5505	$7/2^-$	0	obs	
5817.2±0.9	5852	$3/2^+$,T=3/2	voir tableau 2		
5961.6±1.6	5997	$1/2^+$	2010	70±15	
			2670	15±7	
			3740	15±7	
6653 ±3	6688		1943	obs	
			2463	obs	
6822.3±0.9	6851	$1/2^+$,T=3/2	voir tableau 3		
7005 ±2	7030		2463	obs	
			2670	(obs)	
			4185	(obs)	
7135 ±5	7173	$7/2^-$,T=3/2	0	obs	65
			2576	obs	-
			2958	obs	35
			4882	obs	-
7292 ±4	7321		2670	obs	
			4094	(obs)	
7405 ±5			0	obs	
7446 ±5			1943	obs	
			3740	(obs)	
			4728	obs	
7715 ±4	7759	$1/2^+$	2463	obs	
			2670	obs	
			3848	(obs)	
7950 ±5			2670	obs	
8510 ±15	8543	$1/2^+$	desexcitation en particule		

a) Les transitions observées pour lesquelles le rapport d'embranchement n'a pas été déterminé sont dénotées par le symbole "obs". Lorsque ces transitions n'ont été observées clairement qu'à un où deux angles, le symbole "obs" est mis entre parenthèses.

b) Rapports d'embranchement compilés dans la référence 1, sauf pour les niveaux à 7135 keV (réf.17) et 3846 keV (réf. 35).

c) Ces énergies sont celles de la référence 1. Elles ont été utilisées comme références pour la calibration en énergie des spectres Ge(Li).

1. Desexcitation γ du niveau à 5817 keV ($3/2^+$, T=3/2).

a) Rapports d'embranchement.

L'un des spectres γ associés au pic d'alphas alimentant le niveau à 5817 keV est montré dans la figure 9. Les transitions vers les niveaux à 4094 et 3740 keV étant mal résolues respectivement des transitions 3740 → 2010 et 4094 → 2010 dans le spectre γ, les intensités relatives des deux transitions primaires ont été déduites d'un calcul utilisant la méthode des moindres carrés : les données expérimentales de base entrant dans ce calcul sont d'une part, les intensités des deux doublets et des transitions 4094 → 0 et 3740 → 0 intégrées sur tout l'angle solide, d'autre part, les rapports d'embranchement mesurés précédemment (15,17) pour les niveaux à 3740 et 4094 keV. Cette méthode a été jugée donner des résultats plus fiables que ceux résultant d'une tentative de décomposition des doublets. L'ensemble des rapports d'embranchement obtenus est donné dans le tableau 2.

Tableau 2. Desexcitation γ du niveau à 5817 keV dans le ^{41}Ca.

Niveau final E_f(keV)	J^{π} [a]	Rapport d'embranchement (%)	Intensité relative à 90° réf.31	réf.35	I [c]
2010	$3/2^+$	< 3	< 5	4 ± 2	< 0.3
2605	$(5/2,7/2)^-$ [b]	12 ± 2	-	7	3.5±0.6
3400	$1/2^+$	16 ± 2	25	22	10.9±1.6
3740	$(3/2,5/2)^+$ [b]	8 ± 5	20	18	9±5
4094	$(3/2,5/2)^+$ [b]	53 ± 4	55	49	100
4728	$(1/2-5/2)^+$ [b]	11 ± 2	-	-	82 ± 16

a) réf.[1)]
b) ces valeurs de J^{π}, déduites de la référence 1, sont rediscutées dans la suite de ce chapitre.
c) I est obtenu en divisant le rapport d'embranchement par le facteur E_γ^3 et normalisé arbitrairement.

La désexcitation γ de ce niveau avait été observée précédemment avec un détecteur Ge(Li) dans une étude de la réaction ^{39}K(^{3}He,pγ)^{41}Ca et trois transitions vers les niveaux à 3400, 3740 et 4094 keV avaient été mises en évidence [31] . Cependant, les rapports d'embranchement n'avaient pu être déterminés, l'intensité des γ ayant été mesurée seulement à 90° de l'axe du faisceau. D'autre part, Tabor et coll. [35] ont récemment observé à l'aide de détecteurs NaI la désexcitation γ de ce niveau, alimenté aussi dans la réaction ^{42}Ca(^{3}He,αγ)^{41}Ca. Ils ont observé l'existence de la transition vers le niveau à 2605 keV et celle d'une transition plus faible vers le niveau à 2010 keV. Les intensités à 90° de ces transitions ont été estimées par comparaison avec celle de la transition 5817 → 3400, visible dans le spectre NaI, en utilisant les intensités relatives publiées dans la référence 31. Celles-ci sont également reportées dans le tableau 2.

Dans ce travail, la transition vers le niveau à 2010 keV à laquelle une intensité de 4 ± 2% est attribuée dans la référence 35 n'a pas été observée : la limite supérieure du rapport d'embranchement de cette transition peut être estimée à 3%.

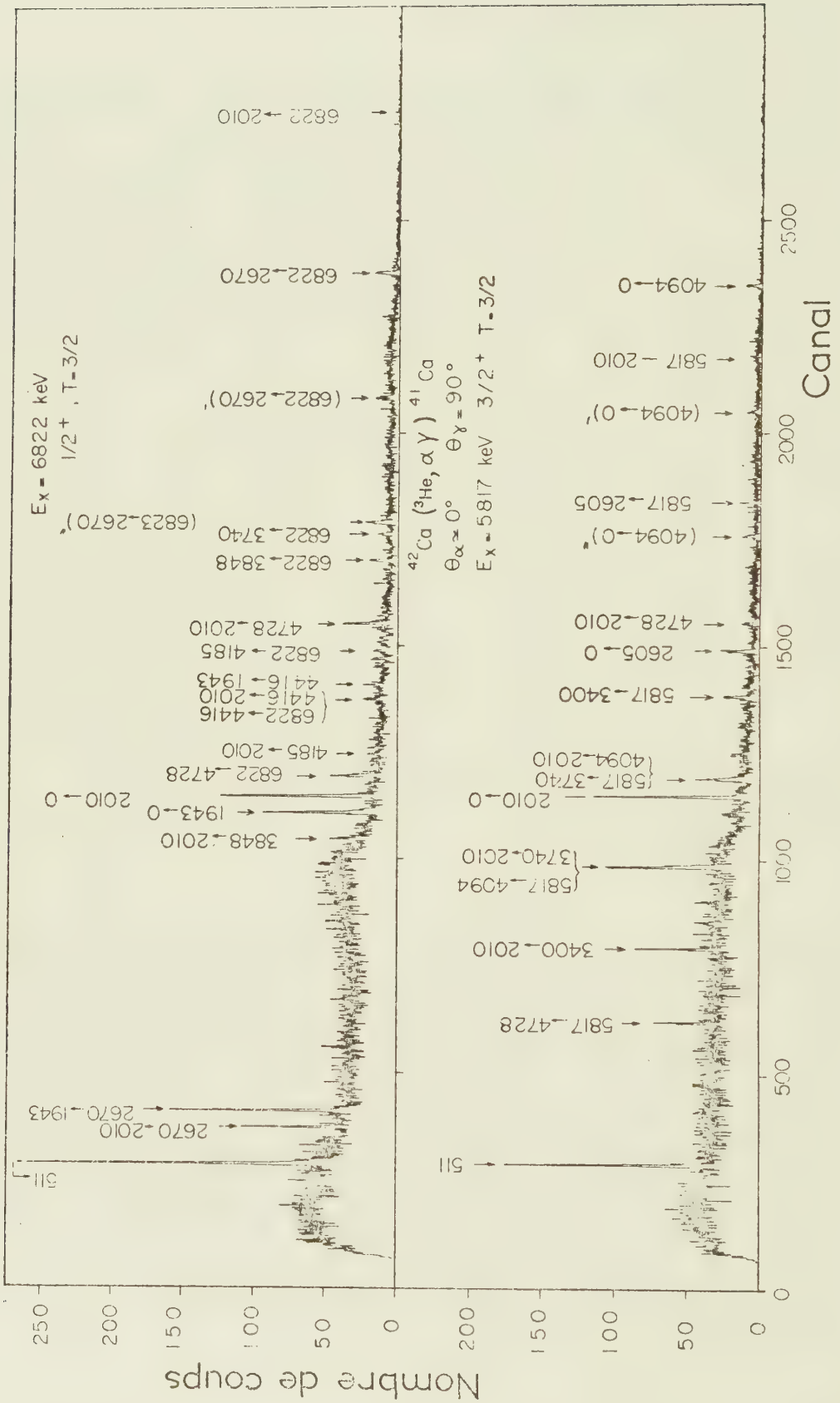


Fig. 9 :

Spectres γ à 90°, en coïncidence avec les deux groupes de particules α alimentant le premier et le deuxième niveau T=3/2 du ^{41}Ca, à respectivement 5817 et 6822 keV.

b) Corrélations angulaires.

La corrélation angulaire obtenue pour la transition 5817 → 3400 est montrée dans la figure 10. Le niveau final à 3400 keV a un spin et une parité $J^{\pi}=1/2^{+}$ [1]. Le niveau initial a été observé avec une distribution angulaire 1 = 2 dans les réactions de pick up de neutrons sur le ^{41}Ca [2-6] et donc $J^{\pi}=(3/2,5/2)^{+}$ pour ce niveau.

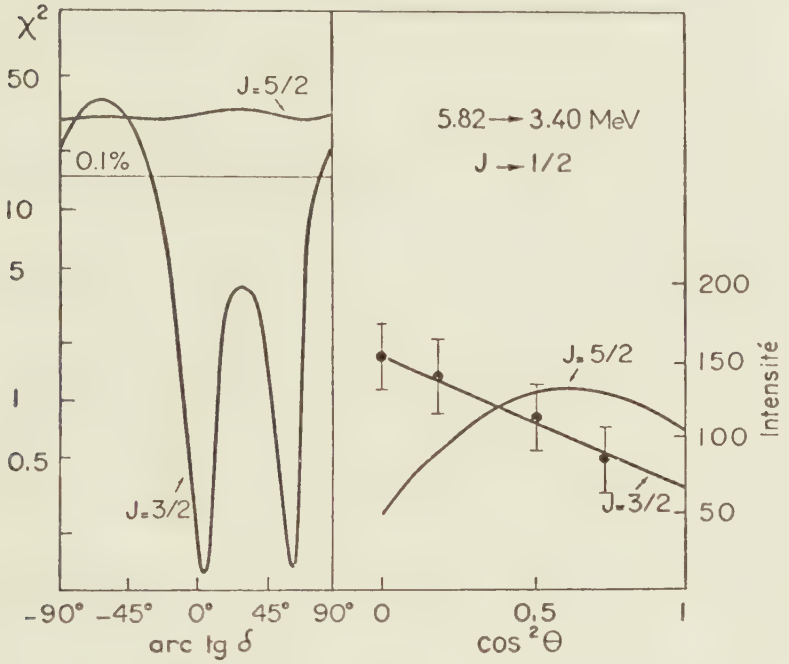


Fig. 10 : Corrélation angulaire de la transition γ (5817→3400) et analyse en χ^2 pour les deux valeurs de spin possibles du niveau émetteur.

L'analyse de la corrélation angulaire obtenue, effectuée suivant la méthode exposée dans la section IB, exclut la possibilité J = 5/2, les valeurs de χ^2 obtenues étant supérieures à la limite à 0.1%. Cette corrélation angulaire démontre donc que le niveau à 5817 keV a un spin et une parité $J^{\pi}=3/2^{+}$.

Cette mesure confirme donc l'hypothèse couramment admise [1-8] que ce niveau est l'analogue de l'état fondamental du ^{41}K.

Les résultats de l'analyse des corrélations angulaires observées sont reportées dans le tableau 3. Pour chaque valeur de spin possible dans l'état final sont indiquées les valeurs du mélange multipolaire δ assurant un minimum de la fonction χ^2.

Tableau 3 : Résultats de l'analyse des corrélations angulaires observées dans la désexcitation γ du niveau $3/2^{+}$, T = 3/2 à 5817 keV dans le ^{41}Ca.

E_f(keV)	A_2/A_o	J_f	δ
2605	0.15±0.12	5/2	$0.25^{+0.65}_{-0.30}$ ou $1.8^{+4.0}_{-0.9}$
		7/2	$0.0^{+0.5}_{-0.2}$ ou $1.4^{+1.2}_{-0.8}$
3400	-0.51±0.05	1/2	0.03±0.14 ou 1.7±0.5
4728	-0.70±0.21	1/2	0.2 ±0.2 ou $1.2^{+0.8}_{-0.4}$
		3/2	$1.2^{+2.3}_{-0.6}$
		5/2	< -0.3

c) Temps de vie.

Quand un rayon γ est émis par un noyau ayant une vitesse $\vec{v}$, à un angle θ par rapport à la direction du noyau, son énergie E_o subit alors un déplacement Doppler

$$\Delta E = E_o \frac{v}{c} \cos\theta$$

c étant la vitesse de la lumière. Or le noyau, de vitesse v_o à l'instant de la réaction, est ralenti dans la cible et peut également subir une légère déviation angulaire Φ : le déplacement Doppler moyen observé pour la raie γ dépend donc du temps de vie du niveau émetteur.

Les énergies observées aux quatre angles 65°, 90°, 135°, et 147° pour la raie γ correspondant à la transition 5817 → 3400 montrent un déplacement compatible avec un effet Doppler total, comme on peut le voir sur la figure 11. Ceci indique donc que le temps de vie du niveau à 5817 keV est court devant le temps de ralentissement de l'ion ^{41}Ca dans la cible.

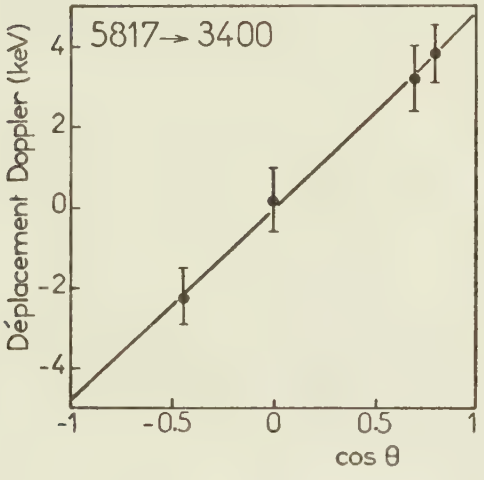


Fig. 11 :

Déplacement Doppler observé pour la transition 5817→3400 en fonction de cosθ. La ligne tracée en trait plein représente la variation d'énergie attendue pour un effet Doppler total.

Une évaluation de la limite supérieure du temps de vie τ a été effectuée en calculant en fonction de τ le facteur d'atténuation de l'effet Doppler F(τ) dans les conditions de l'expérience.

Le facteur d'atténuation dont la valeur est :

$$F(\tau) = (v_o)^{-1} \int_o^\infty \bar{v}(t)\ \overline{\cos\Phi(t)}\ e^{-t/\tau}\ dt$$

se calcule à partir de la théorie du ralentissement des ions dans la matière, formulée par Lindhardt et Schiott [36]. Ce calcul a été fait avec la méthode exposée dans la référence 16, en utilisant les mêmes paramètres dans l'expression des ralentissements électroniques et nucléaires. De la limite inférieure de F(τ) mesurée expérimentalement, on peut alors déduire que le temps de vie du niveau est inférieur à 4.10^{-14} s.

L'énergie du niveau ($3/2^+$, T=3/2), déduite de l'énergie de cette transition et de celle du niveau final (3400.1±0.3keV[1]) est de 5817.2 ± 0.9 keV.

2. Désexcitation γ du niveau à 6822 keV ($1/2^+$, T=3/2).

Ce niveau, fortement excité dans cette expérience, peut être identifié avec le niveau peuplé par un transfert l = 0 dans les réactions de pick-up [2-6] et interprété comme l'analogue du premier niveau excité $1/2^+$ du ^{41}K à 980 keV.

Le spectre des gammas émis à 90° par ce niveau est représenté sur la figure 9. Les rapports d'embranchement déterminés dans cette expérience sont présentés dans le tableau 4. La raie γ de 2406 keV résultant du mélange des transitions 6822 → 4416 et 4416 → 2010, le calcul des erreurs sur les rapports d'embranchement prend en compte l'incertitude sur ceux inconnus de la désexcitation γ du niveau à 4416 keV. Dans le tableau 4

sont présentés pour comparaison les résultats obtenus par Tabor et coll. [35]. La meilleure statistique obtenue dans notre expérience nous permet de mettre en évidence deux embranchements supplémentaires vers les niveaux à 4185 et 4416 keV. Certains désaccords peuvent être constatés entre les rapports d'embranchement déterminés dans les deux expériences : en particulier, le rapport d'embranchement pour une transition 6822→2010, estimé à (5±3)% dans la référence 35 est ici trouvé inférieur à 2%.

Tableau 4 : Desexcitation γ du niveau $1/2^+$, T = 3/2 à 6822 keV dans le ^{41}Ca.

Niveau final		Rapports d'embranchement %		I [a]	F(τ)
Ex(keV)	J^π	ce travail	réf. 35		ce travail
2010	$3/2^+$	< 2	5 ± 3		
2670	$1/2^+$	38 ± 2	31 ± 6	1	0.95 ± 0.10
3740	$(3/2,5/2)^+$	9 ± 2	20 ± 6	0.58	
3846	$1/2^+$	16 ± 2	10 ± 5	1.15	0.92 ± 0.06
4185	$(3/2^+)$	7 ± 2		0.72	
4416	(+)	6 ± 4		0.81	
4728	$(1/2\text{-}5/2)^+$	24 ± 2	34 ± 6	4.90	0.98 ± 0.14

a) I est calculé en divisant le rapport d'embranchement mesuré dans ce travail par le facteur E_γ^3 et normalisé arbitrairement.

Les corrélations angulaires des transitions émises par le niveau à 6822 keV ont été trouvées isotropes, dans la limite des incertitudes expérimentales, en accord avec le spin 1/2 de ce niveau. Les facteurs d'atténuation de l'effet Doppler mesurés pour les trois plus intenses transitions primaires sont présentes dans le tableau 4. Ils indiquent que le temps de vie du niveau est très court : la limite supérieure de ce temps de vie est de l'ordre de 4.10^{-14}s.

L'énergie du niveau, déterminée à partir de celle de la transition vers le niveau à 3669.9 keV est de 6822.3 ± 0.9 keV.

D - DISCUSSION.

Un schéma de désexcitation des principaux niveaux de parité positive du ^{41}Ca est présenté dans la figure 12. Dans ce paragraphe, les résultats obtenus dans cette expérience sur un certain nombre de niveaux du ^{41}Ca seront confrontés aux résultats apportés par diverses réactions nucléaires [2-10]. Nous tenterons alors d'en déduire les caractéristiques de ces niveaux et d'indiquer si possible les configurations principales de leur fonction d'onde.

Dans cette optique, les résultats de la réaction ^{39}K(^{3}He,p)^{41}Ca ainsi que ceux des réactions de pick-up sur le ^{42}Ca seront très utiles. En effet, en représentant en première approximation la structure du ^{39}K par un trou dans la couche $d_{3/2}$ par rapport à un coeur fermé de ^{40}Ca, la réaction ^{39}K(^{3}He,p)^{41}Ca va donc peupler essentiellement des niveaux de configurations $[f_{7/2}^2(j,t)d_{3/2}^{-1}]$. D'autre part, si on considère en première approximation que le ^{42}Ca est essentiellement composé de deux neutrons couplés à j = 0, t = 1 dans la couche $f_{7/2}$, les niveaux peuplés dans les réactions de pick up sur le ^{42}Ca auront donc la configuration $[f_{7/2}^2(0,1)(2s1d)^{-1}]$.

Les rapports d'embranchement mesurés dépendant fortement des énergies E_γ des transitions (par un facteur E_γ^3 pour une transition M1 ou E1), nous considérerons plutôt dans la discussion suivante des forces de transition relatives I_γ

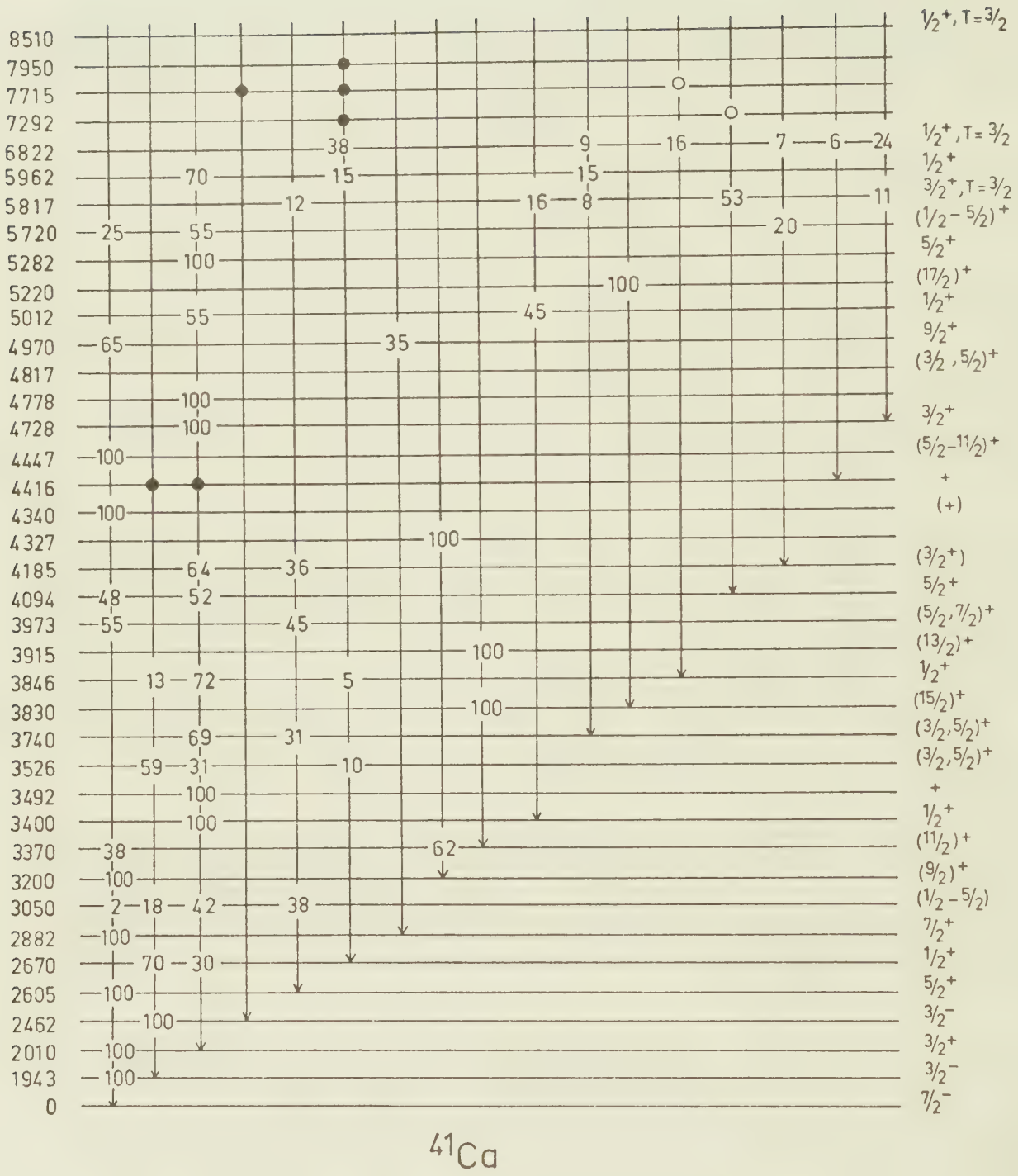


Fig. 12 :

Schéma de désexcitation γ des niveaux de parité positive du ^{41}Ca ; combinant les résultats précédents (1) et ceux de ce travail. Les transitions observées dont le rapport d'embranchement n'a pas été mesuré sont indiquées par un cercle noir. Le cercle blanc indique les transitions plus faibles observées seulement à un ou deux angles.

proportionnelles aux rapports d'embranchement divisés par E_γ^3. Pour une transition M1 pure, I est donc proportionnelle à la force $^{\gamma}B(M1)$. Ceci est en première approximation le cas pour les transitions $\Delta T=1$ considérées dans les tableaux 2 et 4 : en effet, d'après une compilation des forces de transition rencontrées dans les noyaux de masse $A \leqslant 45$ [37], les transitions E2, $\Delta T=1$ sont très ralenties et par conséquent les transitions étudiées sont essentiellement de type M1.

L'application de la formule I-27 donnée dans le premier chapitre permet de déterminer les forces de transition M1, $\Delta T = 1$ entre configurations pures, pour les comparer aux forces relatives observées expérimentalement. Dans le tableau 5, celles-ci sont calculées pour deux configurations possibles pour chacun des niveaux ($3/2^+$, T=3/2) et ($1/2^+$, T=3/2). La configuration principale attendue pour le $3/2^+$ est $[f_{7/2}^{\ 2}(0,1)d_{3/2}^{\ -1}]$; dans un calcul de modèle en couches faisant intervenir deux particules dans la couche 1f-2p et un trou dans la couche 2s-1d, Sartoris et Zamick [38] ont en effet prédit que cette configuration représentait 78% de la fonction d'onde, la configuration $[f_{7/2}^{\ 2}(2,1)d_{3/2}^{\ -1}]$ n'intervenant que pour 7%. Pour le niveau $1/2^+$, T=3/2, deux configurations peuvent jouer un rôle important $[f_{7/2}^{\ 2}(0,1)s_{1/2}^{\ -1}]$ et $[f_{7/2}^{\ 2}(2,1)d_{3/2}^{\ -1}]$.

Tableau 5 : Forces de transitions B(M1) exprimées en unités de Weisskopf, entre configurations 2 particules - 1 trou. Les facteurs g employés sont ceux de nucléons libres.

Configurations finales	configurations initiales			
	$3/2^+$, T=3/2		$1/2^+$, T=3/2	
	$f_{7/2}^2(0,1)d_{3/2}^{-1}$	$f_{7/2}(2,1)d_{3/2}^{-1}$	$f_{7/2}^2(0,1)s_{1/2}^{-1}$	$f_{7/2}^2(2,1)d_{3/2}^{-1}$
$1/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(0,1)s_{1/2}^{-1}$			1.969	
$1/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(2,1)d_{3/2}^{-1}$		0.141		0.185
$1/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(1,0)d_{3/2}^{-1}$	1.131	1.078		2.155
$1/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(1,0)s_{1/2}^{-1}$			2.262	
$3/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(0,1)d_{3/2}^{-1}$	0.052			
$3/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(2,1)d_{3/2}^{-1}$		0.061		0.282
$3/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(1,0)d_{3/2}^{-1}$	2.263	0.379		0.431
$3/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(3,0)d_{3/2}^{-1}$		0.714		3.553
$3/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(1,0)s_{1/2}^{-1}$			4.525	
$5/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(2,1)d_{3/2}^{-1}$		0.198		
$5/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(1,0)d_{3/2}^{-1}$	3.394	0.129		
$5/2^+$, T=1/2 $f_{7/2}^2(3,0)d_{3/2}^{-1}$		2.844		

- *Niveau à 2010 keV ($J^\pi=3/2^+$).*

Ce niveau est excité fortement dans les réactions de pick-up (2-6) par un transfert 1=2 ; et par un transfert L=0 dans la réaction (^{3}He,p)(7). Ceci conduit à penser que la structure de ce niveau est principalement $[f_{7/2}^2(0,1)d_{3/2}^{-1}]_{3/2\ 1/2}$. Cette configuration où les isospins se recouplent à T = 1/2 est appelée "antianalogue" de la configuration prédominante dans le premier état T = 3/2.

La force B(M1) prévue dans le tableau 6, pour la transition analogue → antianalogue est très faible. Cette force théorique est encore abaissée d'un facteur 17 si on utilise dans le calcul les valeurs effectives déterminées dans la référence [39] pour les facteurs $g_p(d_{3/2})$ et $g_n(d_{3/2})$. La limite supérieure de 3% mesurée pour le rapport d'embranchement de la transition (5817 → 2010) est donc un argument supplémentaire pour identifier le niveau à 2010 keV à l'état antianalogue du niveau T=3/2 à 5817 keV.

Les résultats de la réaction $^{41}K(^3He,t)^{41}Ca$ [8] suggèrent cependant la présence d'autres composantes, notamment $[f_{7/2}^2(2,1)d_{3/2}^{-1}]_{3/2}$. Ceci ne serait pas en contradiction avec l'absence de transition vers ce niveau à partir des deux premiers états T = 3/2 : le tableau 5 montre en effet, que les forces de transition théoriques vers cette dernière configuration sont peu importantes.

- *Niveau à 2605 keV ($J^\pi=5/2^+$).*

Un spin et une parité $J^\pi=(5/2,7/2)^-$ ont été assignés à ce niveau sur la base d'une distribution angulaire l = 3 dans la réaction $^{42}Ca(^3He,\alpha)^{41}Ca$ [2]. Cependant, les formes de distribution angulaire l = 2 et l = 3 sont assez semblables dans cette réaction, ce qui a conduit à un certain nombre d'assignations l = 3 erronées en désaccord avec les autres résultats expérimentaux [3,6]. Deux résultats récents, en contradiction avec la proposition $J^\pi=(5/2, 7/2)^-$, donnent à penser que ceci est aussi le cas pour ce niveau : dans la réaction $^{41}Ca(\alpha,\alpha')^{41}Ca$ [11] la distribution angulaire l = 3+5 montre que la parité de ce niveau est positive ; dans la réaction $^{42}Ca(p,d)^{41}Ca$ étudiée par Seth et coll. [6] une distribution angulaire l = 2 est observée et le spin et la parité $J^\pi=5/2^+$ sont proposés pour ce niveau.

Ce niveau est faiblement alimenté par la désexcitation γ du niveau ($3/2^+$, T=3/2) : il sera montré dans la section IIIC que ceci établit l'analogie de ce niveau avec le niveau $5/2^+$ du ^{41}Sc à 2667 keV et confirme la proposition $J^\pi=5/2^+$.

- *Niveau à 2670 keV ($J^\pi=1/2^+$).*

Ce niveau est fortement excité par un transfert l = 0 dans les réactions de pick-up [2-6]; le facteur spectroscopique mesuré ($C^2S \simeq 0.70$) montre que plus de la moitié de la force $s_{1/2}$ pour les niveaux T = 1/2 est concentrée dans ce niveau. Une composante importante de sa fonction d'onde est donc $[f_{7/2}^2(0,1)s_{1/2}^{-1}]$, antianalogue de la configuration dominante du niveau ($1/2^+$, $T=3/2$).

L'important rapport d'embranchement observé pour la transition (6822 → 2670) peut donc être expliqué par la force de transition M1 entre configurations $s_{1/2}^{-1}$ analogue et antianalogue (voir tableau 5).

La réaction (^3He,p) n'excite pas notablement ce niveau [7] à la différence des autres niveaux $1/2^+$ à 3400 et 5962 keV : ceci indique en première approximation que la fonction d'onde de ce niveau renferme assez peu de composantes avec un trou dans la couche $d_{3/2}$, ou bien qu'il intervient un phénomène d'interférence entre les amplitudes spectroscopiques de transfert vers les diverses configurations de ce niveau telles que par exemple $[f_{7/2}^2(2,1)d_{3/2}^{-1}]$ et $[f_{7/2}^2(1,0)d_{3/2}^{-1}]$.

- *Niveau à 3400 keV ($J^\pi = 1/2^+$).*

L'excitation de ce niveau dans la réaction (^{3}He,p) par un transfert L = 0 + 2 [7] indique la présence dans sa fonction d'onde de composantes telles que $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]$ et $[f^2_{7/2}(2,1)d^{-1}_{3/2}]$. La faible intensité de la transition $5817 \rightarrow 3400$ indique que seule une faible partie de la première configuration se trouve dans le niveau à 3400 keV, cette configuration devant être alimentée très fortement dans la désexcitation γ du premier niveau T=3/2.

- *Niveau à 3740 keV ($J^\pi = 3/2, 5/2^+$).*

L'excitation de ce niveau a été observée d'une part avec un transfert l = 2 dans les réactions de pick-up [2-6], et d'autre part, avec un transfert l = 1 dans la réaction ^{40}K(^{3}He,d)^{41}Ca [10]. Les résultats réunis de ces deux expériences imposent donc $J^\pi = 5/2^+$ pour ce niveau.

Ce niveau est alimenté dans la désexcitation γ des deux premiers niveaux T = 3/2. La limite mesurée sur le temps de vie du niveau à 6822keV ($1/2^+$, T = 3/2) et le rapport d'embranchement déterminé pour la transition (6822 → 3740) permettent de calculer une limite inférieure de la largeur radiative Γ_γ de cette transition. Si le spin du niveau à 3740 keV est 5/2, la force B(E2) est alors supérieure à 0.8 u.W. Or, les transitions E2, ΔT = 1 sont généralement retardées [37] et la transition (6822 → 3740) serait donc la plus forte transition de ce type observé.

Une telle force de transition ne peut pas formellement être exclue. Cependant, il est aussi possible que le niveau observé à 3737 ± 7 keV dans la réaction (^{3}He,d) ne coïncide pas avec le niveau étudié ici.

- *Niveau à 3846 keV ($J^\pi = 1/2^+$).*

Une faible partie de la configuration $[f^2_{7/2}(0,1)s^{-1}_{1/2}]_{1/2,1/2}$ se trouve dans la fonction d'onde de ce niveau comme le montrent les résultats des réactions de pick-up [2-6] (C^2S = 0.19[5]). La force de la transition (6822 → 3846), comparable à celles de la transition (6822 → 2670) peut s'expliquer par la présence à côté de cette configuration d'une composante $[f^2_{7/2}(1,0)s^{-1}_{1/2}]_{1/2\ 1/2}$. Celle-ci est, en effet, prévue (voir tableau 5) être fortement alimentée dans la désexcitation γ du niveau $1/2^+$, T=3/2.

- *Niveau à 4094 keV ($J^\pi = 5/2^+$).*

Ce niveau est excité par un transfert l = 2 dans les réactions de pick-up [3-6] et l = (1)+3 dans la réaction ^{40}K(^{3}He,d)^{41}Ca [10]. Cette contribution de l = 1 suggérée par la distribution angulaire observée dans cette dernière réaction n'est possible que si ce niveau est de spin et parité $J^\pi = 5/2^+$. Le niveau à 4094 keV est fortement alimenté dans la désexcitation γ du niveau ($3/2^+$, T=3/2). Il sera montré dans la section IIIc que ceci établit l'analogie de ce niveau avec le niveau $5/2^+$ du ^{41}Sc à 4248 keV et confirme donc que $J^\pi = 5/2^+$.

Une transition M1 de 3.4 u.W. est prévue entre les configurations $[f^2_{7/2}(0,1)d^{-1}_{3/2}]_{3/2,3/2}$ et $[f^2_{7/2}(1,0)d_{3/2}{}^{-1}]_{5/2,1/2}$. La forte transition (5817 → 4094) indique donc la présence dans la fonction d'onde du niveau à 4094 keV d'une part importante de la configuration $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]$.

- *Niveau à 4728 keV ($J^\pi = 3/2^+$).*

La réaction (^{3}He,p) excite ce niveau par un transfert L = 0 + 2, ce qui limite le spin et la parité à $J^\pi = (1/2\text{-}5/2)^+$. D'autre part, ce niveau est alimenté par la désexcitation γ du niveau $1/2^+$, T = 3/2. L'existence de cette transition exclut la possibilité J = 5/2 : ce serait alors une transition E2, ΔT = 1 d'une force supérieure à 15 u.W., ce qui est à écarter en suivant les règles énoncées dans la référence 37. De la compilation des forces de transition γ pour les noyaux de masse A ≤ 45, il est en effet, déduit une limite supérieure de 10 u.W. pour une force E2, ΔT = 1. Cette limite ne permet pas par contre, d'exclure J = 1/2, sur la base des résultats de la corrélation angulaire (5817 → 4728) et la valeur élevée du mélange multipolaire E2/M1 obtenue dans un tel cas ($\delta = 1.2^{+2.3}_{-0.6}$). Des résultats récemment obtenus [6] montrent que la distribution angulaire obtenue pour ce niveau dans la réaction ^{42}Ca(p,d)^{41}Ca a une forme l = 2. Le niveau à 4728 keV est donc de spin et parité $J^\pi = 3/2^+$.

Ce niveau est fortement alimenté dans la désexcitation γ du niveau ($3/2^+$, T = 3/2), ainsi que dans celle du niveau ($1/2^+$, T = 3/2). Deux fortes transitions M1 vers un niveau $3/2^+$, T = 1/2 sont prévues (voir tableau 5) entre les configurations $[f^2_{7/2}(0,1)d^{-1}_{3/2}]_{3/2\ 3/2}$ et $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]_{3/2\ 1/2}$ d'une part, et d'autre part, entre les configurations $[f^2_{7/2}(0,1)s^{-1}_{1/2}]_{1/2\ 3/2}$ et $[f^2_{7/2}(1,0)s^{-1}_{1/2}]_{3/2\ 1/2}$. Il est donc très probable que des composantes $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]$ et $[f^2_{7/2}(1,0)s^{-1}_{1/2}]$ soient présentes dans la fonction d'onde du niveau à 4728 keV. La première de ces composantes serait alors responsable de l'excitation de ce niveau par un transfert L = 0 + 2 dans la réaction ^{39}K (^{3}He,p)^{41}Ca [7].

- *Niveau à 5962 keV ($J^\pi = 1/2^+$).*

Ce niveau se désexcite principalement vers le niveau $3/2^+$ à 2010 keV ; deux embranchements de 15 % sont observés pour les transitions vers les niveaux à 2670 keV ($J^\pi = 1/2^+$) et 3740 keV ($J\pi = (3/2,5/2^+)$. Sa fonction d'onde contient une faible partie de la configuration $[f^2_{7/2}(0,1)s^{-1}_{1/2}]$ comme le montrent les expériences de pick-up [2-6] ($C^2S = 0.14$ [5]). L'excitation de ce niveau dans la réaction (^{3}He,p) indique aussi la présence de configurations avec un trou dans la couche $d_{3/2}$.

- *Niveau à 8510 keV ($J^\pi = 1/2^+$, T = 3/2).*

Ce niveau excité très fortement par un pick-up l = 0 dans la réaction ^{42}Ca(^{3}He,α)^{41}Ca a été proposé [2] comme étant le deuxième niveau $1/2^+$, T = 3/2 du ^{41}Ca. Dans une phase indépendante de l'expérience, où le triplet était réglé pour que l'angle solide maximum corresponde à l'énergie de ce niveau, nous avons tenté sans succès de mettre en évidence sa désexcitation γ. Ce niveau se désexcite donc essentiellement par émission de particules (le seuil d'émission est égal à 6.61 MeV pour les alphas et à 8.36 MeV pour les neutrons).

CHAPITRE III

ETUDE DU PREMIER NIVEAU T = 3/2 DU ^{41}Sc

C'est la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$ qui a été choisie pour étudier la désexcitation γ du premier niveau T=3/2 du ^{41}Sc. Les raisons de ce choix ont été exposées dans l'introduction ; cependant l'une des difficultés de cette expérience est dûe au caractère non-sélectif de l'excitation d'une résonance T=3/2 dans la réaction $^{40}Ca+p$, celle-ci pouvant se trouver au voisinage d'autres résonances d'une intensité comparable. Il est donc très utile de connaître au préalable l'énergie approximative de la résonance, de manière à limiter à une zone restreinte l'étude de la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$.

Le premier niveau T=3/2 du ^{41}Sc est alimenté par contre d'une façon sélective dans la désexcitation β^+ du ^{41}Ti par une transition superpermise. L'étude de la radioactivité β^+ du ^{41}Ti a été menée par Poskanzer et coll. [40] en observant les protons retardés émis dans la réaction séquentielle $^{40}Ca(^3He,2n)^{41}Ti(\beta^+)^{41}Sc^*(p)^{40}Ca$, et de cette expérience, l'énergie du niveau T=3/2 avait été déterminée avec une précision de 30keV. L'excitation du niveau T=3/2, de spin $3/2^+$, dans la réaction $^{40}Ca+p$ doit se traduire par une résonance l=2 dans la fonction d'excitation de la diffusion élastique $^{40}Ca(p,p_o)^{40}Ca$, dont l'étude a été menée par Brown [42]. Une résonance l=2 observée dans cette expérience à 5865±7 keV avait donc été identifiée au niveau T=3/2 [1].

Cependant, l'étude de la radioactivité β^+ du ^{41}Ti a été récemment reprise par Sextro et coll.[41], déterminant l'énergie du niveau T=3/2 avec une précision de ± 6 keV et montrant ainsi que la précédente assignation T=3/2 au niveau à 5865 keV était erronée. Aucune résonance l=2 n'avait été observée en diffusion élastique [42] à l'énergie déterminée par Sextro. Notre premier travail a donc été de reprendre l'étude de la fonction d'excitation de la réaction $^{40}Ca(p,p_o)^{40}Ca$ au voisinage de cette énergie, pour tenter de mettre en évidence la résonance T=3/2 recherchée.

La désexcitation γ de cette résonance a ensuite été étudiée et les résultats sont reportés dans la section IIIB. L'ensemble de ce travail sur le premier niveau T=3/2 du ^{41}Sc a été réalisé auprès de l'accélérateur 5.5MV du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg-Cronenbourg.

A - RECHERCHE DE LA RESONANCE T=3/2 DANS LA DIFFUSION ELASTIQUE $^{40}Ca(p,p_o)^{40}Ca$.

1. Conditions expérimentales.

Deux conditions doivent être impérativement réunies pour permettre la mise en évidence d'une résonance de très faible largeur naturelle en diffusion élastique. Une excellente résolution en énergie du faisceau incident est en effet nécessaire pour éviter une trop grande atténuation de l'effet d'interférence entre la résonance et le fond non résonnant qui se manifeste dans la fonction d'excitation. Il faut d'autre part que l'énergie incidente soit bien définie en chaque point de mesure de la fonction d'excitation,

exigeant donc une bonne stabilité du courant dans l'aimant d'analyse à la sortie de l'accélérateur.

Pour s'affranchir des problèmes dûs à d'éventuelles dérives du courant dans l'aimant d'analyse, F. Scheibling et B.Rabin ont mis au point à Strasbourg un système de variation automatique de l'énergie du faisceau [43,44]. Nous rappelerons brièvement le principe de ce système dans ce paragraphe, qui décrit les conditions de cette expérience.

a) Chambre à réaction et détecteurs.

La chambre à réaction est constituée d'une boite cylindrique en acier inoxydable de 50cm de diamètre et 25cm de hauteur, fermée par un couvercle supportant le système porte-cibles. Celui-ci, muni d'un sas, permet de transporter sous vide et d'introduire dans la chambre trois cibles, ainsi qu'un quartz permettant de visualiser la position du faisceau.

Cette chambre a été installée sur la ligne expérimentale à 0° à la sortie de l'accélérateur 5.5 MV. Un vide inférieur à 10^{-6}mm Hg est assuré à l'aide d'une pompe à diffusion de vapeur de mercure. En vue de minimiser le dépôt sur la cible de molécules de contaminants transportées par le faisceau, un piège à azote liquide est installé à l'intérieur de la chambre, autour du trajet des protons incidents. Ce piège est constitué d'un tuyau en cuivre de 15 cm de long et de 4 mm de diamètre intérieur, fixé entre les diaphragmes d'entrée de la chambre et la cible; il est refroidi par l'intermédiaire d'une tresse métallique qui le relie à l'extrémité d'une canne à azote liquide, installée sur l'une des ouvertures latérales de la chambre à réaction.

Deux détecteurs à barrière de surface de 700µm d'épaisseur et de 100mm^2 sont placés à 6cm de la cible, à respectivement 90° et 150° de la direction du faisceau. Les porte-détecteurs sont munis de deux diaphragmes en acier inoxydable de 3mm d'épaisseur, aux bords arrondis et soigneusement polis ; le premier définit l'angle solide du détecteur et le second évite la détection de particules plusieurs fois diffusées.

b) Cibles.

Les cibles de calcium sont préparées par évaporation sous vide de calcium métallique, enrichi à 99.9 % en ^{40}Ca, sur un film de carbone de 10 µg/cm^2. L'épaisseur de la cible utilisée pendant l'expérience est de 13 ± 3 µg/cm^2 ; elle est déduite d'une mesure de la perte d'énergie par transmission de particules α de 5.47 MeV issues d'une source d'^{241}Am. La valeur théorique de la perte d'énergie linéaire dE/dx a été calculée par Williamson et Boujot[45]. Ce calcul prévoit que l'épaisseur de la cible induit une perte d'énergie de 0.65 keV pour des protons de 5 MeV.

c) Système de variation automatique de l'énergie du faisceau et électronique associée.

Le principe de ce système, décrit en détail par B. Rabin [44], est le suivant :

Une petite variation périodique de l'énergie incidente autour de sa valeur centrale, d'une amplitude inférieure ou égale à 200 keV, est introduite en appliquant un signal en dents de scie sur le courant de l'aimant d'analyse. La valeur instantanée du champ magnétique est mesurée par une sonde à effet Hall placée dans l'entrefer de l'aimant. Cette valeur est digitalisée à chaque événement correspondant à une diffusion élastique dans l'un ou l'autre compteur ; des analyseurs monocanaux placés à la sortie des amplificateurs associés à chacun des détecteurs permettent de sélectionner les événements élastiques.

Ce système permet de construire directement la fonction d'excitation élastique pour chaque détecteur dans des blocs de mémoire de 256 canaux. En même temps, la proportion de la charge électrique incidente accumulée pour chaque intervalle d'énergie est mesurée en digitalisant la valeur du champ à chaque impulsion provenant de l'intégrateur de courant.

La visualisation en ligne sur un oscilloscope de la fonction d'excitation pendant l'expérience a été particulièrement utile dans la phase préliminaire où la résolution en énergie du faisceau incident a été optimisée, en permettant un contrôle rapide des effets des différents paramètres agissant sur cette résolution.

d) Calibration en énergie du faisceau incident.

Une sonde à résonance magnétique nucléaire est placée dans l'entrefer de l'aimant d'analyse, et sa fréquence de précession, proportionnelle au champ magnétique, est mesurée avec une grande précision. Entre la fréquence f mesurée et l'énergie E des particules de charge Z et de masse M courbées par le champ magnétique, on a la relation :

$$f^2 = k(Z,M)\ E/(1 + E/2Mc^2) \qquad \text{(III-1)}$$

c étant la vitesse de la lumière.

Une détermination précise de l'énergie du faisceau exige de connaître la constante k, dont la valeur peut légèrement varier suivant l'optique du faisceau. Cette constante de calibration a donc été mesurée après l'expérience, en utilisant la réaction à seuil $^{13}C(p,n)^{13}N$ à E_p = 3235.7±0.7 keV [46].

2. Déroulement de l'expérience.

Dans une première étape, des essais systématiques de variation des paramètres pouvant influer sur la résolution du faisceau ont été effectués de manière à optimiser cette résolution. Les conditions optimales de fonctionnement de l'accélérateur ayant été obtenues, nous avons ensuite étudié l'influence de la position des lèvres de stabilisation de l'accélérateur, ainsi que leur écartement.

La résolution du faisceau était évaluée d'une façon qualitative, en observant l'allure de la fonction d'excitation de la diffusion élastique $^{40}Ca(p,p_o)^{40}Ca$ dans une plage d'énergie incidente située entre 4.85 et 4.95 MeV. Dans cette région, on peut en effet observer plusieurs résonances de forte intensité. La fonction d'excitation présentant le rapport le plus accentué entre maximums et minimums a été obtenue pour des lèvres de stabilisation ouvertes à 0.4mm et placées à la sortie de l'aimant d'analyse. Ce sont ces conditions de fonctionnement qui ont été adoptées pour l'expérience.

L'énergie de résonance du niveau T = 3/2, déterminée indirectement par l'étude de la radioactivité β du ^{41}Ti [41] est prévue aux alentours de 4973 keV. Nous avons donc étudié la fonction d'excitation de la réaction $^{40}Ca(p,p_o)^{40}Ca$ dans une zone d'énergie située entre 4965 et 4985 keV. La figure 13 montre les résultats obtenus aux angles 90° et 150°. L'existence d'une résonance à 4977 keV auparavant inconnue, est clairement mise en évidence.

3. Caractéristiques de la résonance à 4977 keV.

Le calcul théorique de la section efficace de diffusion élastique $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E,\theta)$ au voisinage d'une résonance isolée peut s'effectuer à partir du formalisme de Blatt et Biedenharn[47]. La section efficace s'écrit sous la forme d'une somme de termes représentant les contributions des différents mécanismes de diffusion élastique (diffusions coulombienne, potentielle et résonnante), ainsi que les effets d'interférence entre ces différents mécanismes. Elle dépend des paramètres de la résonance : énergie E_R, moment angulaire l, largeur totale Γ et largeur partielle proton Γ_{p_o}.

Nous avons utilisé le programme d'analyse de diffusion élastique écrit par M. Lambert et adapté à l'UNIVAC 1108 d'Orsay, pour calculer les formes théoriques des résonances pour des valeurs fixées des différents paramètres. Ce calcul prend en compte globalement les effets dûs à l'étalement en énergie du faisceau, l'épaisseur de cible et les phénomènes de "straggling" en introduisant dans le calcul de la section efficace une fonction de résolution (54) représentée par un triangle de forme dissymétrique.

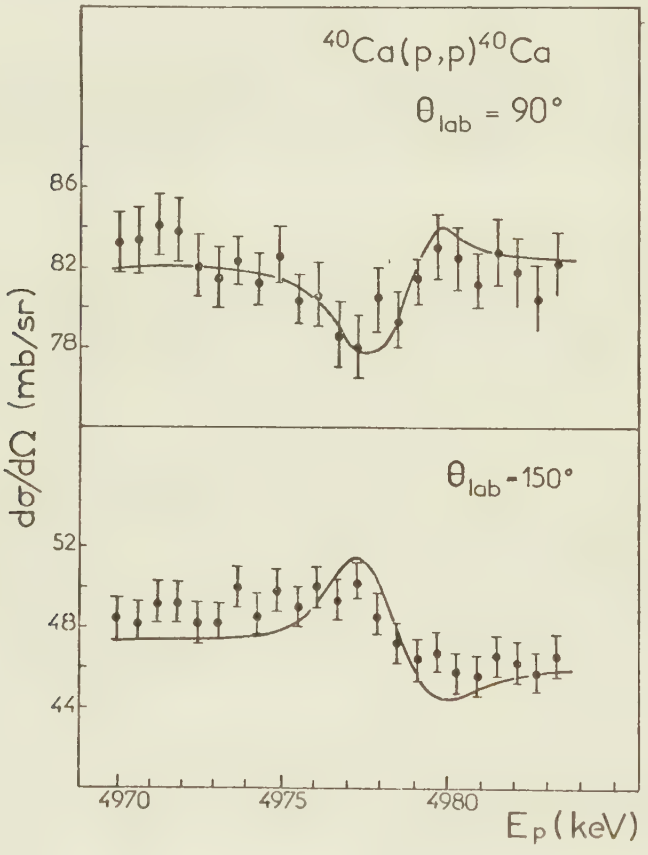


Fig. 13 :

Fonction d'excitation de la réaction $^{40}Ca(p,p)^{40}Ca$ à 90° et 150° pour une énergie incidente comprise entre 4970 et 4985 keV. La courbe en trait plein représente la forme théorique d'une résonance l=2 avec une largeur expérimentale de 2 keV, pour Γ=0.05 keV et $\Gamma_p/\Gamma = 1$.

La fonction d'excitation théorique donnant le meilleur accord avec les résultats expérimentaux est représentée sur la figure 13. Elle a été calculée pour les valeurs suivantes des différents paramètres :

E_R = 4977 keV
l = 2
$\Gamma_{p_o} = \Gamma$ = 0.05 keV

Les irrégularités qui se manifestent à droite et à gauche de la résonance sont probablement dûes à la présence voisine de niveaux plus faiblement excités.

Les faibles pénétrabilités disponibles dans les voies inélastiques justifient l'hypothèse que la largeur Γ_{p_0} est pratiquement égale à la largeur totale Γ ; la limite supérieure évaluée expérimentalement par Sextro [41], pour la somme des rapports d'embranchement Γ_p/Γ_p du niveau T = 3/2 vers des niveaux excités du ^{40}Ca est effectivement de 9%. D'autre part, les largeurs radiatives sont très certainement inférieures à Γ_p de plusieurs ordres de grandeur.

La précision avec laquelle est déterminée l'énergie incidente peut être évaluée à environ 4 keV. L'énergie de la résonance est donc compatible avec celle déduite de l'expérience de Sextro, 4973 ± 6 keV, pour le niveau T = 3/2. Nous postulons donc que la résonance observée correspond au premier niveau T = 3/2 du ^{41}Sc.

Un argument supplémentaire a été apporté en faveur de cette assignation par une étude ultérieure de la même réaction menée par Trainor et Coll.[48], utilisant le faisceau de protons polarisés du Tandem de l'université Triangle. Un spin $3/2^+$ est, en effet, assigné à cette résonance, dont les paramètres :

$E_p = 4978 \pm 5$ keV
$\Gamma_p = 0.055 \pm 0.05$ eV

sont en excellent accord avec nos résultats.

La largeur de la résonance T = 3/2 dépend d'une part des mélanges d'isospin dans le fondamental du ^{40}Ca et dans le niveau résonnant, et d'autre part, de l'éventuelle dépendance en isospin des forces nucléaires. Une évaluation de l'importance de ces différents termes a été faite par Auerbach et Lev[49]; il ressort de ce calcul que la largeur de la résonance est dûe principalement au mélange dans la fonction d'onde de l'état T=3/2 d'une partie de la configuration antianalogue T = 1/2. Cependant, la largeur théorique ainsi calculée est supérieure d'un facteur 7 à la largeur expérimentale du niveau. Cette différence indique qu'il serait sans doute nécessaire de considérer dans le calcul le mélange à l'état T = 3/2 d'autres états du noyau composé, plus proches en énergie que l'état antianalogue situé à 2.1 MeV ; un effet d'interférence entre ces diverses contributions pourrait alors expliquer la faible largeur trouvée expérimentalement pour le niveau T = 3/2, celles-ci s'ajoutant de façon cohérente.

B - ETUDE DE LA DESEXCITATION γ DU PREMIER NIVEAU T = 3/2 DU ^{41}Sc.

1. Remarques préalables.

a) Section efficace de capture radiative.

La capture d'une particule par un noyau cible produit un noyau composé, qui se désexcite ensuite par émission de particules ou de rayons γ. Lorsque l'énergie d'excitation du noyau composé correspond à celle d'un niveau excité isolé, on observe alors une résonance dans la section efficace de formation du noyau composé. Celle-ci s'exprime en fonction de l'énergie incidente E dans le système du centre de masse sous la forme[50] :

$$\sigma_c(E) = \pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)} \frac{\Gamma_p \Gamma}{(E-E_R)^2+\Gamma^2/4} \qquad \text{(III-2)}$$

avec E_R = énergie de la résonance
J spin du niveau résonnant
i spin de la particule incidente
I spin de la cible
Γ_p largeur de formation du niveau résonnant
Γ largeur totale du niveau résonnant
$\lambda\!\!\!^{-}$ longueur d'onde de la particule incidente

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{M_p + M_{cible}}{M_{cible}} \frac{\hbar}{\sqrt{2M_p E_{LAB}}} \qquad \text{(III-3)}$$

La section efficace totale de capture radiative est simplement égale au produit de σ_c par la probabilité de désexcitation de la résonance par émission de rayons γ, soit :

$$\sigma(E) = \sigma_c(E) \times \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \qquad \text{(III-4)}$$

On définit la force de résonance par la quantité :

$$\omega_\gamma = \frac{2J + 1}{(2i+1)(2I+1)} \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma} \qquad \text{(III-5)}$$

ce qui donne :

$$\sigma(E) = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} \frac{\omega\gamma}{\Gamma} \frac{\Gamma^2/4}{(E-E_R)^2+\Gamma^2/4} \qquad \text{(III-6)}$$

Le rendement d'une réaction à une énergie incidente E_i se calcule en tenant compte de la dispersion en énergie du faisceau incident et de la perte d'énergie du faisceau dans la cible d'épaisseur ζ. Il s'écrit :

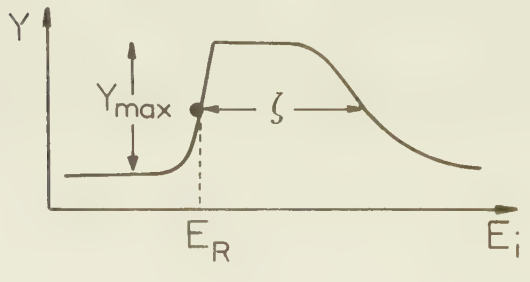
$$Y(E_i,\zeta) = n \int_{x=o}^{\zeta} \int_{E=-\infty}^{\infty} \int_{E_i=-\infty}^{\infty} \sigma(E) g(E_i - E'_i) w(E'_i, E, x)\, dE\, dE'_i\, dx \qquad \text{(III-7)}$$

où n = nombre d'atomes par gramme de la cible.

$g(E_i - E'_i)$ = probabilité pour qu'une particule du faisceau d'énergie moyenne E_i ait une énergie comprise entre E'_i et $E'_i + dE'_i$

$w(E'_i, E, x)$ = probabilité pour qu'une particule d'énergie incidente E'_i ait une énergie comprise entre E et E+dE à une profondeur x dans la cible.

L'intégration de l'expression [III-7] permet de calculer la forme expérimentale de la fonction d'excitation pour une épaisseur de cible donnée. Dans le cas où l'épaisseur de cible est telle que la perte d'énergie ζ subie par le faisceau est grande devant la largeur Γ de la résonance et la dispersion en énergie ΔE du faisceau, la fonction d'excitation de la résonance à la forme indiquée suivante :



L'énergie de résonance E_R correspond au point situé à mi-hauteur du flanc de montée de la courbe de résonance. La largeur à mi-hauteur est égale à l'épaisseur de cible ζ. On observe un plateau au sommet de la courbe de résonance . Le rendement maximum sur le plateau se calcule à partir de l'expression (III-7) :

$$Y_{max} = 2\pi^2 \lambda\!\!\!^{-2} \frac{n}{k} \omega_\gamma \qquad \text{(III-8)}$$

k étant le pouvoir d'arrêt de la cible.

L'observation de la fonction d'excitation à un angle de 55°, pour lequel le polynome de Legendre d'ordre 2 est nul, permet de déterminer directement la force de résonance en comptant le nombre de coups N_{max} sur le plateau, en utilisant cette relation :

$$Y_{max} = \frac{N_{max}}{N_{inc}\ \varepsilon} \qquad \text{(III-9)}$$

N_{inc} étant le nombre de particules incidentes et ε l'efficacité du détecteur.

b) Critères d'identification du niveau T = 3/2.

Etant donné la densité assez importante de niveaux qui sont susceptibles d'exister à des énergies d'excitation autour de 5.9 MeV dans le ^{41}Sc, l'identification de la résonance T = 3/2 dans la réaction ^{40}Ca(p,γ)^{41}Sc ne peut se faire uniquement sur la base de son énergie, celle-ci n'étant déterminée qu'avec une précision de 6 keV dans l'étude de la radioactivité du ^{41}Ti. D'autre part, une étude simultanée des réactions ^{40}Ca(p,p)^{40}Ca et ^{40}Ca(p,γ)^{41}Sc qui serait capable d'assurer qu'on observe bien la désexcitation γ de la résonance T = 3/2 est difficile expérimentalement, étant donnée la faible intensité de faisceau incident qui est nécessaire pour la première de ces réactions.

La relation approximative (I-20) qui relie forces de transition M1,ΔT = 1 et forces Gamow - Teller, rappelée au chapitre I, permet de prédire grossièrement les largeurs radiatives des transitions qui seront observées pour la désexcitation γ du niveau T = 3/2. En effet, dans la désexcitation β du ^{41}Ti, on observe, outre la transition superpermise vers le niveau analogue, un grand nombre de transitions vers des états T = 1/2 du ^{41}Sc et les valeurs de ft ont été mesurées avec précision par Sextro et coll. [41] . En faisant les deux hypothèses suivantes :

- les transitions γ attendues sont purement M1
- la partie moment angulaire totale de l'opérateur M1 est négligeable devant la partie spin

on peut alors prédire les largeurs Γ_γ approximatives pour chaque transition en utilisant les relations (I-6, 12, 20) soit :

$$\Gamma_\gamma(\beta) = \frac{64\ E_\gamma^3}{ft} \qquad \text{(III.10)}$$

Γ_γ, E_γ et ft étant exprimés respectivement en eV, MeV et s. Le tableau 6 reproduit les largeurs radiatives qui sont prédites être supérieures à 5.10^{-3}eV. Ces prédictions seront donc utilisées pour identifier le niveau T = 3/2.

Tableau 6 : Désexcitation γ prévue pour l'état T = 3/2, à partir de la désexcitation β du ^{41}Ti (réf. [41]).

Niveau final E_f(MeV) J^π	^{41}Ti $\xrightarrow{\beta^+}$ E_f ft(10^3s)	^{41}Sc(T = 3/2) $\xrightarrow{\gamma}$ Ef $\Gamma_\gamma(\beta)$(10^{-3}eV)
2097 $3/2^+$	61	59
2667 $5/2^+$	82	27
3415 $1/2^+$	46	22
3556	75	12
3783 $5/2^+$	119	5
4248 $5/2^+$	12	26

c) Difficultés expérimentales à surmonter.

L'étude des désexcitations électromagnétiques dans le ^{41}Sc a été limitée jusqu'ici aux transitions γ vers le fondamental, en raison de la difficulté expérimentale de détecter des raies γ de basse énergie et de faible intensité, situées dans le fond Compton de transitions γ parasites, émises à la suite de réactions telles que $(p,p'\gamma)$ et $(p,\alpha\gamma)$ sur des contaminants de la cible. D. H. Youngblood et coll. [51] ont éliminé ce problème de détection en étudiant la réaction $^{40}Ca(p,\gamma_0)^{41}Sc$ à l'aide des β^+ émis ensuite par l'état fondamental du ^{41}Sc, dans un domaine d'énergie d'excitation s'étendant jusqu'à 5MeV pour les niveaux résonnants. Cette étude a été complétée par B. Rabin [44] par des mesures de distribution angulaire et de polarisation des γ_0, détectés à l'aide d'un cristal Ge(Li).

La possibilité d'étendre l'étude des desexcitations γ dans le ^{41}Sc aux transitions vers les niveaux excités dans la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$ dépend essentiellement de deux facteurs. Il faut d'une part, utiliser des cibles de ^{40}Ca d'une très grande pureté pour minimiser le fond provenant de contaminants ; d'autre part, la mise en évidence de ces transitions de faible intensité nécessite des détecteurs γ de grande efficacité et de très bonne résolution. La mise au point récente de détecteurs Ge(Li) de gros volume, présentant ces qualités, nous a donc permis d'entreprendre l'étude de la desexcitation γ du premier niveau T = 3/2 du ^{41}Sc.

2. Conditions expérimentales.

a) Cibles et porte-cibles.

Une petite plaque rectangulaire de tungstène de 2mm d'épaisseur, soigneusement dégazée sous vide, est placée au fond d'un dispositif porte-cible en acier inoxydable, dont l'extrémité est inclinée à 45° par rapport à l'axe du faisceau. Ce porte-cible, muni d'une vanne, est adaptable indifféremment sur la chambre d'évaporation et la ligne expérimentale à la sortie de l'accélérateur, et d'autre part sur un dispositif de pompage cryogénique, permettant une conservation permanente de la cible dans un vide secondaire.

Du calcium métallique enrichi à 99.9% en ^{40}Ca est placé dans un creuset en tantale puis évaporé sous vide sur le support de tungstène fixé à l'intérieur du porte-cible. L'épaisseur de la cible ainsi fabriquée est évaluée à partir de la quantité de calcium mise dans le creuset, en utilisant les résultats obtenus dans des essais préliminaires systématiques avec pesée du support de tungstène avant et après évaporation. Les épaisseurs des deux cibles employées dans cette expérience sont approximativement de 70 et 160 $\mu g/cm^2$, ce qui correspond à une perte d'énergie de respectivement 3.5 et 8 keV pour des protons incidents de 5 MeV.

Lors de l'expérience, le porte-cible a été installé à l'extrémité de la ligne à 0° du Van de Graaff 5.5 MV de Strasbourg, derrière une boîte parallélipédique utilisée comme sas. L'ensemble sas-porte cible est isolé électriquement et fait office de cage de Faraday. A l'intérieur du sas, un dispositif basculant permet d'interposer sur le trajet du faisceau soit un quartz, soit un diaphragme en tantale de 2mm de diamètre, isolé électriquement,sur lequel on mesure le courant, facilitant ainsi le réglage de la focalisation du faisceau. Un piège à azote liquide est placé avant le sas pour limiter une contamination éventuelle de la cible par des molécules apportées par le faisceau incident. Le support de cible est refroidi par circulation d'eau, permettant ainsi d'utiliser des intensités de faisceau de l'ordre de 3µA sans détérioration de la cible.

b) Détection des γ et traitement des données.

Deux détecteurs Ge(Li), de respectivement 120 et 84 cm^3 de volume sont placés sur un goniomètre centré sur la position de la cible.

Dans l'étude de la fonction d'excitation, le détecteur de 120 cm^3 est placé à un angle de 55°, à 3cm de la cible. Pour la mesure de la distribution angulaire, ce détecteur est reculé à 5cm. Les angles de mesure sont 0°, 45° et 90° ; le monitorage est effectué par le détecteur de 84cm^3 placé à -90°. Les faces avant des deux détecteurs sont recouverts d'une épaisseur de plomb de 7mm.

La résolution en énergie des détecteurs est inférieure à 3.5keV, aux taux de comptage rencontrés dans l'expérience (environ 50 000 coups par seconde). Les signaux linéaires sont convertis sur 4096 canaux par des codeurs CA13 et stockés dans un bloc mémoire. Le temps mort des codeurs est mesuré en permanence pour permettre les corrections ultérieures nécessaires à appliquer au nombre de coups comptés dans les spectres.

L'utilisation du système de traitement des données expérimentales "ESTER" permet de transférer ces spectres sur disque puis ultérieurement sur bande magnétique. Les spectres sur bande magnétique ont été analysés à Orsay à l'aide d'un ordinateur UNIVAC 1110.

c) Efficacités des détecteurs γ.

La mesure des efficacités relatives dans chacune des géométries utilisées a été effectuée à la fin de l'expérience à l'aide d'une source de ^{56}Co, déposée à la place de l'impact du faisceau sur la cible.

Pour la fonction d'excitation, les efficacités absolues du détecteur de 120 cm^3 à 1.17 et 1.33 MeV ont été déterminées à l'aide d'une source de ^{60}Co, déposée à la même position, en mesurant l'intensité du pic d'addition des deux raies de 1.17 et 1.33 MeV.

On peut évaluer que l'erreur associée aux efficacités absolues ainsi déterminées est inférieure à 5% ; la source principale d'incertitude provenant de la répartition de la source radioactive dans le dépôt, pouvant être différente de la répartition du faisceau.

d) Etalonnage en énergie des détecteurs γ.

La calibration en énergie des détecteurs, déduite de la position des raies γ émises par une source de ^{56}Co, a été vérifiée individuellement pour chaque spectre accumulé pendant l'expérience, permettant ainsi de tenir compte de dérives éventuelles. Cette calibration interne a été obtenue à partir des énergies précisément connues [1] de raies γ émises à la suite de réactions (p,p') ou (p,α) sur des contaminants de la cible, et ne subissant pas de déplacement Doppler en raison du long temps de vie du niveau émetteur.

e) Détermination de l'énergie du faisceau.

La constante de calibration, qui relie l'énergie du faisceau à la fréquence délivrée par la sonde à résonance magnétique nucléaire utilisée dans cette expérience, était connue seulement d'une façon approximative. Nous l'avons déterminée dans une étude préliminaire de la réaction $^{40}Ca(p,\gamma_0)^{41}Sc$, menée dans des conditions identiques à celles de l'expérience.

L'énergie d'excitation d'un niveau résonnant dans le système cible + proton s'écrit :

$$E_x = \frac{M_c}{M_c + M_p} E_p + Q \qquad \text{(III-11)}$$

E_p étant l'énergie incidente des protons, M_p et M_c les masses du proton et de la cible, Q le seuil d'émission d'un proton dans le noyau composé. La valeur de Q pour la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$, mesurée par Alburger et Wilkinson [52]est de 1085.7 ± 1.4keV. L'énergie des protons incidents peut donc être déduite de l'énergie de la transition γ du niveau résonnant vers le fondamental. Cette énergie est déterminée en tenant compte de l'existence d'un déplacement Doppler non atténué, le temps de vie du niveau émetteur non lié en proton étant en général très court.

Dans une zone d'énergie incidente comprise entre 4.80 et 4.85 MeV, deux fortes résonances ont été observées et leurs énergies ainsi déterminées ont été utilisées pour la calibration de l'aimant d'analyse. L'erreur sur les énergies de ces résonances (E_p = 4806 et 4843 keV) est estimée à 4 keV, dûe à l'épaisseur de cible (3.5 keV), au pas en énergie avec lequel ces résonances ont été décrites, ainsi qu'à l'imprécision sur la mesure de l'énergie du γ_0. Ces résonances correspondent très probablement à celles observées dans la même réaction par Youngblood et coll.[51]à 4812 ± 8 keV et 4850 ± 8 keV.

Pour éviter les problèmes dûs à des phénomènes d'hystérésis dans l'aimant d'analyse, les fonctions d'excitation sont toujours décrites avec une énergie croissante. Dans le cas où il est nécessaire de diminuer l'énergie incidente la procédure de cyclage de l'aimant, recommandée dans la référence[53]est utilisée : le champ magnétique est monté à sa valeur maximum et stabilisé pendant deux minutes, puis descendu à une valeur légèrement négative ; après stabilisation, il est remonté jusqu'à la valeur désirée.

L'imprécision sur l'énergie du faisceau, dûe principalement à la procédure utilisée pour la calibration de l'aimant d'analyse, peut être estimée inférieure à 5 keV.

3. Déroulement de l'expérience et résultats.

a) Fonction d'excitation en cible "mince".

L'épaisseur de la cible utilisée dans cette partie de l'expérience correspond à une perte d'énergie de 3.5 keV pour les protons incidents. Ce choix d'épaisseur est issu d'un compromis entre le désir d'observer des résonances d'énergies très rapprochées et celui d'obtenir un rendement non négligeable pour la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$. Un spectre γ de 4096 canaux, pris à un angle de 55° par rapport à la direction du faisceau est accumulé à chaque valeur de l'énergie incidente, celle-ci étant variée de 4970 à 4980 keV par pas de 0.75 keV. La période d'accumulation correspond à l'arrivée sur la cible d'une charge de 5000μC. D'autres spectres de statistique plus faible (en moyenne 500μC) ont été accumulés à des énergies incidentes situées de part et d'autre de cette zone, variant par pas de 1.5 keV. La zone totale des énergies incidentes explorées s'étend de 4965 à 4990 keV.

Un des spectres γ obtenus est représenté sur la figure 14. En addition aux raies γ de 3727 et 3904 keV, émises à la suite de la réaction $^{40}Ca(p,p')^{40}Ca$ vers les premiers niveaux 3^- et 2^+ du ^{40}Ca, on y observe de nombreuses transitions γ dûes à des réactions $(p,p'\gamma)$ et $(p,\alpha\gamma)$ sur des contaminants de la cible. Deux transitions γ peuvent cependant être expliquées par la désexcitation de niveaux résonnants dans le ^{41}Sc.

La première de ces transitions, dénommée "γ_1" sur la figure 14, est

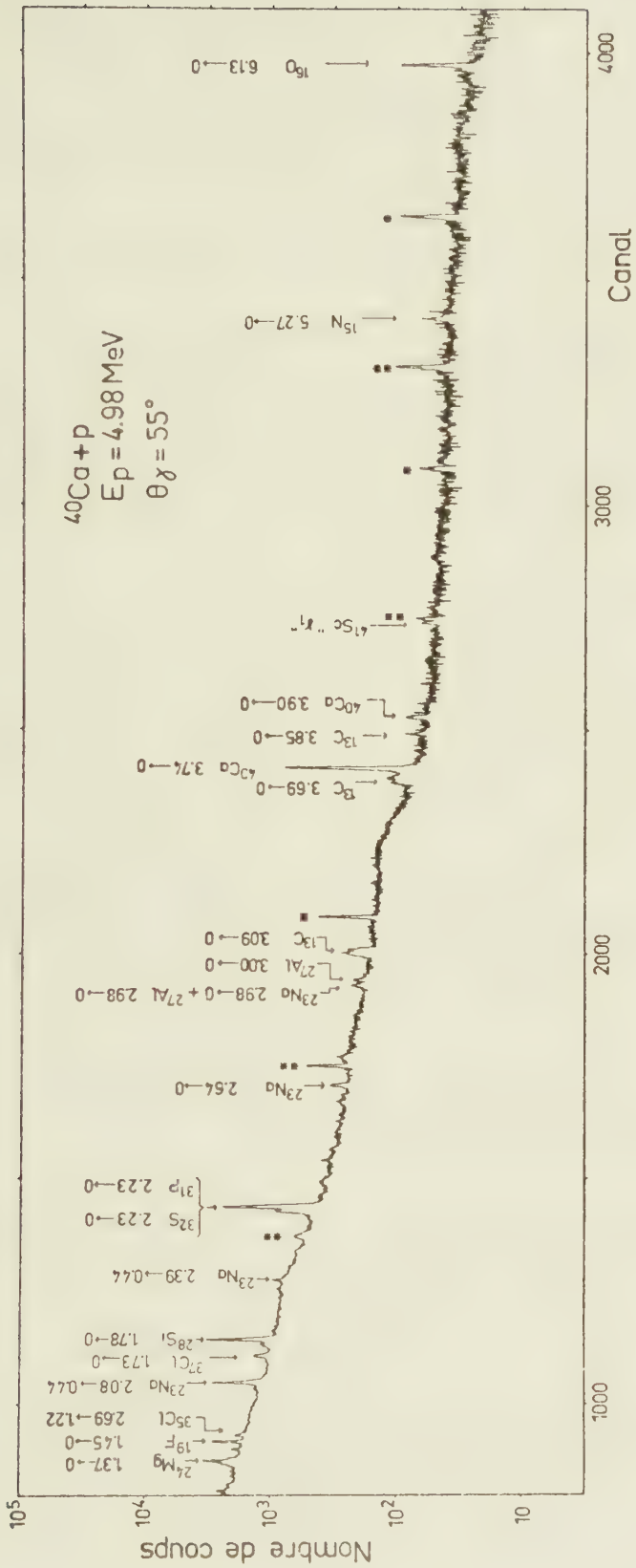


Fig. 14 : Spectre γ obtenu à 55° dans la réaction $^{40}Ca+p$ à une énergie incidente E_p = 4.98 MeV.

présente avec une faible intensité à toutes les énergies étudiées. Sa fonction d'excitation ne présente pas de structure résonnante caractéristique. La variation discontinue de son énergie avec l'énergie incidente indique cependant que ce γ provient de la désexcitation de niveaux résonnants. Les énergies successives trouvées pour cette transition sont compatibles avec l'hypothèse d'au moins trois niveaux faiblement résonnants dans le ^{41}Sc, se désexcitant vers le premier niveau excité, dont l'énergie est de 1716 ± 5 keV. Dans ce cas, les énergies de ces résonances, déduites des énergies γ corrigées de l'effet Doppler, sont approximativement de 4970, 4973 et 4978 keV.

L'épaisseur de la cible utilisée et la faible statistique peuvent expliquer le manque de structure observée dans la fonction d'excitation de cette raie γ.

Une transition γ de 1690 keV, observée dans les spectres γ correspondant à une énergie incidente comprise entre 4974 et 4978 keV, et absente en dehors de cette zone d'énergie (voir figure 14) est par contre dûe à la desexcitation d'une résonance isolée. Sa fonction d'excitation est reproduite dans la figure 15. La largeur naturelle de cette résonance est faible et peut être estimée inférieure à 1 keV, la largeur expérimentalement observée correspondant à la contribution de l'épaisseur de la cible et de la dispersion en énergie du faisceau.

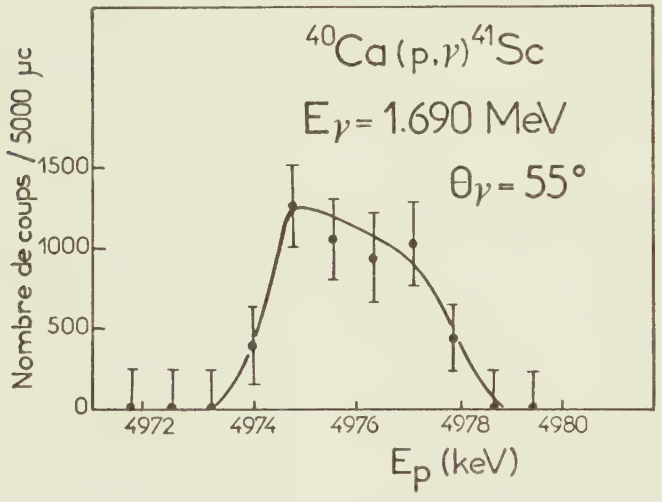


Fig. 15 :

Fonction d'excitation pour la transition γ de 1690 keV dans la réaction ^{40}Ca(p,γ)^{41}Sc, obtenu avec une cible de 3.5 keV d'épaisseur.

L'énergie de la résonance est 4974 ± 5 keV. L'énergie d'excitation correspondante dans le ^{41}Sc, déduite de l'expression (III-11), est de 5938 ± 5 keV. Dans l'hypothèse où ce niveau se désexcite par une transition γ de 1690 keV, l'énergie du niveau final est donc de 4248 keV. A cette énergie en effet, existe dans le ^{41}Sc un niveau $5/2^+$, observé dans les réactions ^{40}Ca(p,p)^{40}Ca et ^{40}Ca(p,γ)^{41}Sc, et alimenté également par la désexcitation β^+ du ^{41}Ti. Ceci constitue donc le premier élément permettant d'identifier cette résonance au niveau T = 3/2 recherché.

Aucune résonance n'est visible par contre à cette énergie dans la fonction d'excitation des raies γ de 3737 et 3904 keV, issues de la diffusion inélastique ^{40}Ca(p,p'γ)^{40}Ca. La seule résonance observée dans cette réaction dans la zone d'énergie étudiée est à Ep = 4985 keV ; elle se désexcite principalement vers le premier niveau 3^- du ^{40}Ca.

b) Fonction d'excitation en cible épaisse.

L'étude de la résonance à 4974 keV s'est poursuivie en utilisant une cible de 8 keV d'épaisseur. Les γ émis étant détectés à 55° de la direction du faisceau, huit spectres γ ont été accumulés entre 4972 et 4978 keV avec une statistique très importante ; la charge totale des protons arrivés sur la cible est de 126 000 μC. L'un de ces spectres est représenté sur la figure 16.

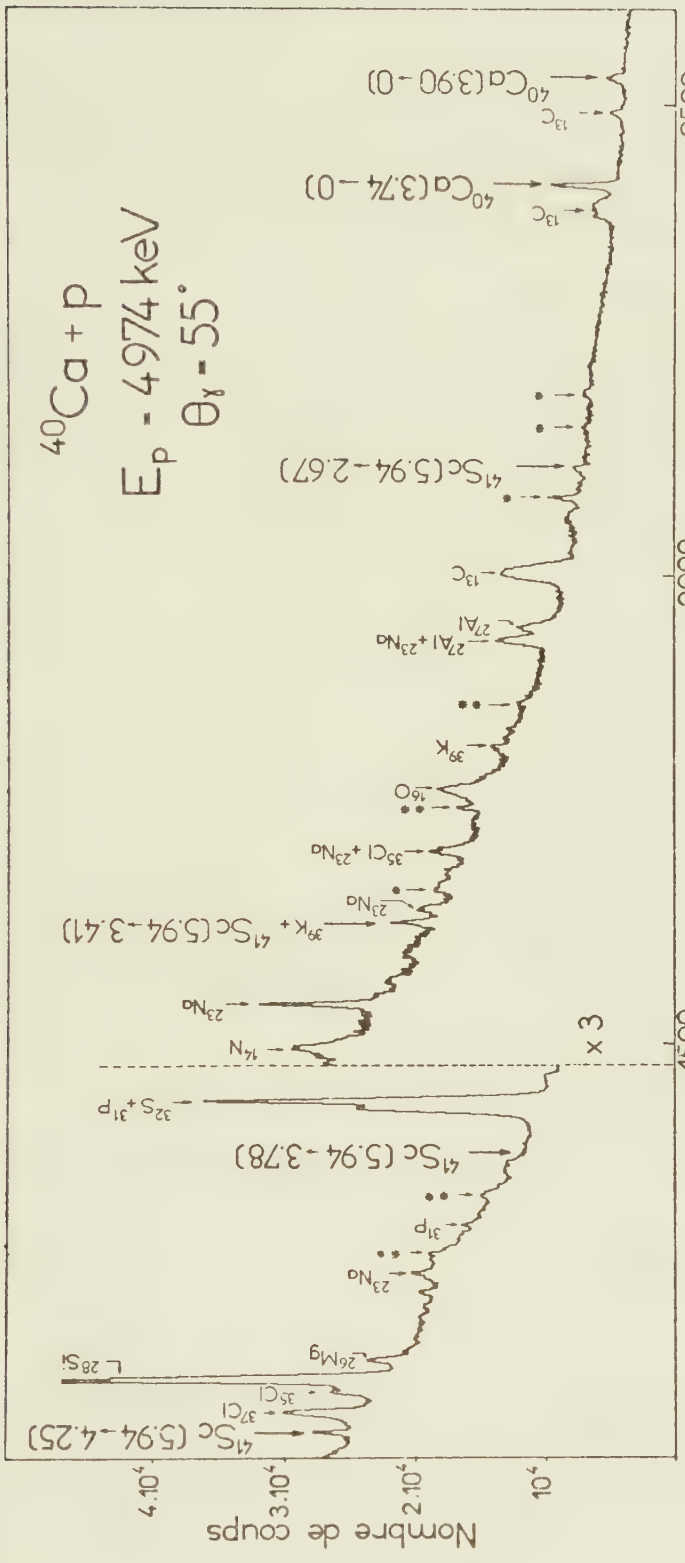


Fig. 16 : Spectre γ obtenu à 55° sur la résonance à 4974 keV dans la réaction $^{40}Ca + p$

En addition à la transition de 1690 keV, déjà observée dans l'étude précédente, trois autres raies γ résonnant à la même énergie ont été mises en évidence. Leurs énergies, corrigées de l'effet Doppler, sont notées sur le tableau 7.

- *Transition de 3270 keV* :

Dans l'hypothèse où cette transition appartient au ^{41}Sc, le niveau initial est à 5938 keV et le niveau final a donc une énergie de 2668 keV. Cette énergie correspond effectivement à un niveau $5/2^+$ du ^{41}Sc, alimenté dans la désexcitation β du ^{41}Ti et prévu être alimenté dans la désexcitation γ du niveau T = 3/2 (voir le tableau 6).

- *Transition de 2523 keV* :

A la différence destrois autres transitions, la résonance dans la fonction d'excitation de ce γ se superpose à un fond non nul. La raie γ contaminante pourrait être dûe à la présence de faibles traces de ^{39}K dans la cible, induisant la réaction $^{39}K(p,p')^{39}K$ vers le premier niveau excité à 2523 keV [1] . L'autre membre du doublet correspondrait alors à une transition du niveau résonnant à 5938 keV dans le ^{41}Sc vers un niveau à 3415 keV. Le tableau 7 montre que cette transition est en effet, attendue dans la désexcitation γ du niveau T = 3/2.

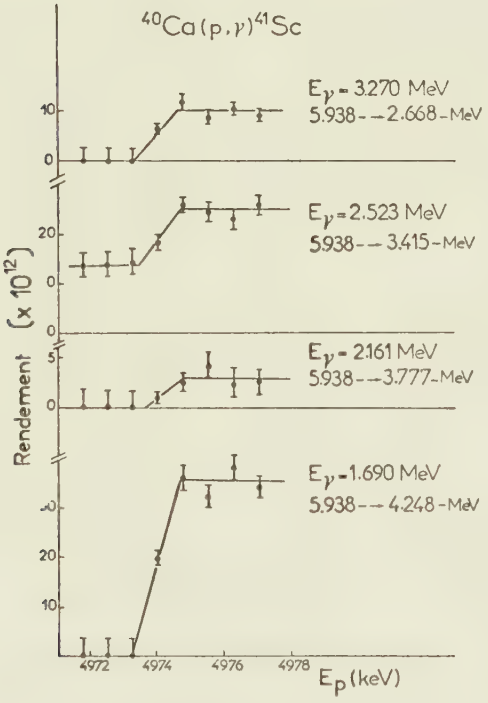


Fig. 17 :

Fonction d'excitation à 55° des raies γ émises dans la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$ par le niveau résonnant à E_p=4974 keV ; l'épaisseur de la cible utilisée est de 8 keV.

- *Transition de 2161 keV* :

Cette transition de très faible intensité, correspondrait à une transition du niveau à 5938 keV vers un niveau à 3777 keV. L'erreur sur l'énergie du niveau final ainsi évaluée est de l'ordre de 5 keV. Il est donc possible que ce niveau corresponde au niveau $5/2^+$ observé à 3783 ± 2 keV dans les réactions $^{40}Ca(p,p)^{40}Ca$ [42] et $Ca(p,\gamma_0)^{41}Sc$ [51], et vers lequel une transition venant du niveau T = 3/2 est en effet attendue.

La figure 17 montre les fonctions d'excitation observées pour chacune des quatre transitions.

c) Force de résonance et rapports d'embranchement.

Le rendement en cible épaisse Y_{max} est évalué d'après la formule (III-9), en prenant la moyenne des coups dans le pic d'absorption totale obtenus aux quatre énergies situées sur le plateau de la résonance. Pour la transition de 2523 keV, le nombre de coups moyen aux énergies en-dessous de la résonance en a été soustrait.

Les rapports d'embranchement obtenus pour la désexcitation du niveau à 5938 keV sont reportés dans le tableau 7.

Tableau 7 : Désexcitation γ de la résonance à 4974 keV dans la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$.

E_γ (keV)	Niveau final E_x a) (keV)	E_x b) (keV)	J^π	Rapport d'embranchement (%)
1690.4±0.8	4248±5	4248±2	$5/2^+$	60±3
2161.0±1.5	3777±5	3783±2	$5/2^+$	5±3
2523.0±2.4	3415±5	3415±2	$1/2^+$	18±3
3270.4±1.5	2668±5	2667±3	$5/2^+$	17±2

a) Energie déduite de la différence entre l'énergie du niveau résonnant et celle de la transition γ

b) Réf.[41]

Un certain nombre de transitions d'intensité comparable peuvent n'avoir pas été détectées en raison de la présence des nombreuses transitions γ parasites dans les spectres observés, dûes à des contaminants. La force de résonance ω_γ, sommée sur les quatre transitions observées, est évaluée à partir de la relation (III-8). La valeur trouvée est ω_γ = 0.250 eV

L'erreur statistique sur cette quantité est de 6%. A cela, il faut ajouter les erreurs systématiques sur l'efficacité absolue du détecteur (∿5%) et sur la valeur calculée [45] du pouvoir d'arrêt k (5 à 10%). Il est donc raisonnable de considérer que la force de résonance est déterminée avec une précision de l'ordre de 20%.

La détermination de la force de résonance permet d'éliminer certaines valeurs de spin et parité pour la résonance à 4974 keV. Les largeurs radiatives obtenues pour chacune de ces valeurs peuvent en effet être comparés aux limites supérieures envisageables pour chacun des ordres multipolaires, déduites de la compilation [37] des forces de transitions dans les noyaux de masse inférieure à A = 45.

- J = 1/2 est exclu : la largeur radiative de la transition vers le niveau $5/2^+$ à 4248 keV serait trop élevée pour une radiation E2 ou M2.

- $J^\pi = 5/2^-$ et J>7/2 sont eux aussi exclus à cause de la largeur radiative observée pour la transition vers le niveau $1/2^+$ à 3415 keV.

Les valeurs de spin et parité possible pour le niveau à 5938 keV sont donc $J^\pi = (3/2^\pm, 5/2^+)$.

d) Distributions angulaires.

Les distributions angulaires des raies γ émises au sommet de la résonance ont été mesurées aux angles 0°, 45° et 90° ; la charge incidente correspondant à chacun des points de mesure était de 40 000μC. La figure 18 montre les distributions angulaires obtenues pour les transitions entre le niveau résonnant et les niveaux $5/2^+$ à 2668 et 4248 keV.

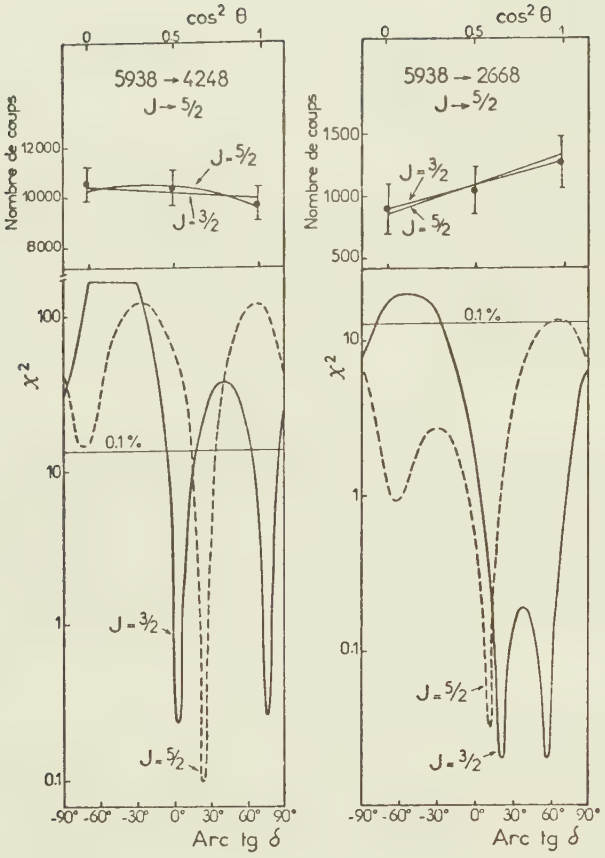


Fig. 18 :

Distributions angulaires des transitions 5938 → 4248 et 5938 → 2668. Les courbes théoriques sont les distributions angulaires calculées pour la valeur de δ pour laquelle la fonction χ^2 est minimum.

Ces distributions angulaires expérimentales ont été comparées aux distributions angulaires théoriques suivant la méthode exposée dans la section IB. Les résultats obtenus ne permettent pas d'éliminer l'une de ces deux valeurs possibles pour le spin du niveau initial J = 3/2 ou 5/2. Les mélanges multipolaires déterminés dans chacun des cas sont présentés dans le tableau 8.

Tableau 8 : Résultats de l'analyse des distributions angulaires sur la résonance à 4974 keV.

Transition	A_2/A_o	Ji	Jf	δ
5938→4248	-0.04±0.02	3/2	5/2	0.04±0.08 ou 3.7 ±1.0
		5/2	5/2	0.40±0.06
5938→2668	0.27±0.21	3/2	5/2	0.41±0.16 ou 1.5 ±0.4
		5/2	5/2	0.13±0.23

C - DISCUSSION DES RESULTATS.

1. Différences d'énergie coulombienne dans le premier multiplet d'isospin T = 3/2 de masse A = 41.

a) Energie du premier niveau T = 3/2 du ^{41}Sc.

La résonance observée à 4974 keV dans la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$ a une désexcitation conforme à celle prévue pour le premier niveau T = 3/2 à partir de la radioactivité β^+ du ^{41}Ti. Sur les six transitions dont la largeur radiative est prévue approximativement être supérieure à 5.10^{-3}eV (tableau 6), quatre d'entre elles ont pu être observées. L'existence d'une transition vers le niveau à 2097 keV, prévue être d'une intensité importante n'a pas été observée ; celle-ci aurait pu cependant être masquée par la présence voisine d'une transition γ de 3854 keV, dûe à la réaction $^{13}C(p,p'\gamma)^{13}C$.

Ces résultats conduisent à identifier la résonance observée au niveau $3/2^+$, T = 3/2 recherché. Le tableau 9 rassemble donc les énergies déterminées dans quatre expériences indépendantes pour la résonance T = 3/2 dans la voie ^{40}Ca + p. Un très bon accord est observée entre les différentes valeurs obtenues.

Tableau 9 : Energie de résonance pour le premier niveau T = 3/2 du ^{41}Sc dans la réaction ^{40}Ca+p.

réaction	E_p(keV)
$^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$	4974±5
$^{40}Ca(p,p)^{40}Ca$	4977±5
$^{40}Ca(p,p)^{40}Ca$ a)	4978±5
$^{41}Ti(\beta^+)^{41}Sc(p)^{40}Ca$ b)	4973±6

a) Réf. 48
b) Réf. 41 : l'énergie de résonance est déduite de l'énergie observée pour les protons émis par le niveau T = 3/2.

La détermination de l'énergie d'excitation du niveau T = 3/2 peut être effectuée en utilisant l'énergie de la transition γ vers le niveau à 4248 keV (connu avec 2 keV de précision[44]). La valeur ainsi calculée est :

$$E_x = 5938.4 \pm 2.2 \text{ keV}$$

b) Différences d'énergie coulombienne dans un multiplet d'isospin.

L'interaction coulombienne entre les protons d'un noyau :

$$H_C = e^2 \sum_{i<j} \left(1/2 - t_3^{(i)}\right)\left(1/2 - t_3^{(j)}\right) r_{ij}^{-1} \qquad \text{(III-12)}$$

peut s'écrire sous la forme d'une somme de trois opérateurs, isoscalaire $H_C^{(o)}$, isovecteur $H_C^{(1)}$ et isotenseur $H_C^{(2)}$. L'application du théorème de Wigner-Eckart permet d'exprimer sous cette forme la dépendance en T_3 de l'énergie coulombienne d'un état appartenant au multiplet de masse A et d'isospin T :

$$E_C(A,T,T_3) = E_C^{(o)}(A,T) - T_3 E_C^{(1)}(A,T) + [3T_3^2 - T(T+1)] E_C^{(2)}(A,T) \qquad \text{(III-13)}$$

les énergies coulombiennes scalaire, vectorielle et tensorielle étant définies par :

$$E_C^{(o)}(A,T) = \langle \alpha T || H_C^{(o)} || \alpha T \rangle \qquad \text{(III-14)}$$

$$E_C^{(1)}(A,T) = -[T(T+1)]^{-1/2} \langle \alpha T || H_C^{(1)} || \alpha T \rangle \qquad \text{(III-15)}$$

$$E_C^{(2)}(A,T) = [T(T+1)(2T-1)(2T+3)]^{-1/2} \langle \alpha T || H_C^{(2)} || \alpha T \rangle \qquad \text{(III-16)}$$

Les différences d'énergie coulombienne ΔE_C entre membres d'un même

multiplet dépendent donc uniquement de $E_c^{(1)}(A,T)$ et $E_c^{(2)}(A,T)$. L'application de la relation (III-13) au multiplet d'isospin (A = 41, T = 3/2) permet d'écrire :

$$\Delta E_c(^{41}Ca\text{-}^{41}K) = E_c^{(1)} - 6\,E_c^{(2)} \qquad \text{(III-17)}$$

$$\Delta E_c(^{41}Sc\text{-}^{41}Ca) = E_c^{(1)} \qquad \text{(III-18)}$$

$$\Delta E_c(^{41}Ti\text{-}^{41}Sc) = E_c^{(1)} + 6\,E_c^{(2)} \qquad \text{(III-19)}$$

c) Prédiction de l'énergie de liaison de l'état fondamental du ^{41}Ti.

L'énergie déterminée dans ce travail pour le premier niveau T = 3/2 du ^{41}Ca est de 5817.2 ± 0.9 keV. On peut alors déterminer, à l'aide des énergies de liaison des fondamentaux des noyaux ^{41}K, ^{41}Sc, ^{41}Ca tabulées dans la référence[55], les différences d'énergie coulombiennes :

$$\Delta E_c(^{41}Ca\text{-}^{41}K) = 7021 \pm 6 \text{ keV}$$
$$\Delta E_c(^{41}Sc\text{-}^{41}Ca) = 7400 \pm 7 \text{ keV}$$

Les énergies coulombiennes isovectorielle et isotensorielle dans le multiplet (A = 41, T = 3/2) sont donc :

$$E_c^{(1)} = 7400 \pm 7 \text{ keV}$$
$$E_c^{(2)} = 63.2 \pm 1.5 \text{ keV}$$

L'énergie de liaison du ^{41}Ti n'est pas connue expérimentalement ; les résultats obtenus dans ce travail permettent, en utilisant la relation (III-19), de prédire la différence d'énergie coulombienne entre le fondamental du ^{41}Ti et son analogue dans le ^{41}Sc :

$$\Delta E_c(^{41}Ti - ^{41}Sc) = 7779 \pm 11 \text{ keV}$$

et d'en déduire l'énergie de liaison du ^{41}Ti :

$$B(^{41}Ti) = 329.431 \pm 0.012 \text{ MeV}$$

2. Comparaison entre forces des transitions M1 et Gamow-Teller.

Etant donné que le rapport d'embranchement pour la désexcitation en protons du niveau T = 3/2 vers le premier niveau excité 0^+ du ^{40}Ca est inférieur à 3% [41], et qu'une résonance dans la réaction $^{40}Ca(p,p'\gamma)^{40}Ca$ n'a pas été observée dans cette expérience, le rapport Γ_p/Γ est donc voisin de 1. Les largeurs radiatives Γ_γ des transitions observées peuvent donc être déduites de la force de résonance mesurée. Pour les autres transitions éventuelles, les limites supérieures de ces largeurs radiatives ont été évaluées, celles-ci sont rassemblées dans le tableau 10.

Les forces de transition B(M1) entre le niveau T = 3/2 et ceux à 2668 et 4248 keV ont été déduites des largeurs radiatives, en utilisant la plus faible valeur du mélange multipolaire δ, déduite de l'analyse des distributions angulaires. En effet, les transitions E2, ΔT = 1 sont généralement retardées[37] et les valeurs les plus élevées de δ peuvent donc être exclues. Pour les autres transitions pour lesquelles δ n'a pas été mesuré, le calcul de B(M1) a été effectué en supposant δ = 0. Ces valeurs de B(M1) sont comparées dans le tableau 10 avec les valeurs correspondantes $B(M1 ; {}_+\sigma)$ déduites des forces de transition Gamow-Teller dans la désexcitation β^+ du ^{41}Ti, en utilisant la relation (I-19).

Tableau 10 : Comparaison entre la désexcitation β^+ du ^{41}Ti et la désexcitation γ du niveau ($3/2^+$, T = 3/2) à 5938 keV dans le ^{41}Sc.

Niveau final		$^{41}Ti \xrightarrow{\beta^+} {}^{41}Sc^*$ a)		$^{41}Sc(5938) \xrightarrow{\gamma} {}^{41}Sc^*$	
E_x(keV)	J^π	ft (10^3s)	B(M1 ; σ) (μ_o^2)	Γ_γ (10^{-3}eV)	B(M1) (μ_o^2)
2097±6	$3/2^+$	61.5±4.4	0.090	< 16	< 0.024
2667±3	$5/2^+$	82.5±3.9	0.067	21 ± 5	0.043
3415±2	$1/2^+$	45.6±2.2	0.121	23 ± 6	0.124
3556±20		74.6±3.1	0.074	< 15	< 0.096
3783±2	$5/2^+$	119 ± 12	0.046	6 ± 4	0.051
3970±2	$1/2^+$	176 ± 19	0.031	< 7	< 0.079
4248±2	$5/2^+$	12.0±0.9	0.462	75 ± 14	1.332

a) Réf. 41. Les résultats obtenus pour les niveaux finaux d'énergie supérieure à 4.3 MeV ne sont pas notés dans ce tableau.

La comparaison des quantités expérimentales B(M1) et B(M1 ; σ) et l'utilisation de la formule (I-18) permet alors d'évaluer le rapport $R = \langle f \mid \vec{j}\vec{\tau} \mid i \rangle / \langle f \mid \vec{s}\vec{\tau} \mid i \rangle$ directement relié aux fonctions d'onde des niveaux initiaux et finaux.

En première approximation, la fonction d'onde du niveau T = 3/2 a comme composante principale $[f_{7/2}^2(0,1)d_{3/2}^{-1}]_{3/2\ 3/2}$. On peut donc penser que les principales configurations peuplées par sa désexcitation γ seront la configuration antianalogue $[f_{7/2}^2(0,1)d_{3/2}^{-1}]_{3/2\ 1/2}$ et les configurations $[f_{7/2}^2(1,0)d_{3/2}^{-1}]_{(1/2\text{-}5/2)1/2}$. La valeur théorique de R, calculée d'après la relation (I.21) est donc de -5 pour la transition vers le niveau antianalogue. Elle est égale à +7 pour les transitions vers les autres configurations.

La valeur expérimentale de R pour la transition vers le niveau à 4248keV est trouvée égale à 6. Ceci indique qu'effectivement la configuration $[f_{7/2}^2(1,0)d_{3/2}^{-1}]_{5/2\ 1/2}$ joue probablement un rôle important dans la fonction d'onde de ce niveau. Cependant, seule une partie de cette configuration est contenue dans ce niveau ; en effet, la force de transition observée est inférieure d'un facteur 4.5 à la force de transition entre configurations pures, calculée dans le tableau 5. Ce fait sera discuté dans le dernier chapitre.

La transition γ, analogue de la transition β^+ vers le niveau $3/2^+$ à 2097 keV n'a pas été observée : la limite supérieure déterminée pour sa largeur radiative indique que le rapport R est inférieur à -4. Cette valeur est donc en accord avec l'hypothèse que le niveau à 2097 keV renferme une grande partie de la configuration antianalogue.

Dans la limite des erreurs expérimentales, un bon accord existe entre les valeurs de B(M1) et B(M1 ; σ) pour les autres transitions. Ceci indique probablement l'existence de mélanges de configurations plus importants pour ces niveaux finaux que pour ceux à 2097 et 4248 keV.

3. Comparaison entre les désexcitations γ du premier niveau T =3/2 dans le ^{41}Sc et le ^{41}Ca.

La limite supérieure déterminée au chapitre II pour le temps de vie du premier niveau T = 3/2 du ^{41}Ca correspond à une largeur radiative totale supérieure à 0.016 eV. Cette limite peut être comparée à la somme des largeurs radiatives du niveau analogue dans le ^{41}Sc dont la valeur déterminée

expérimentalement est de 0.12 eV (voir tableau 10). Une comparaison plus fine de la désexcitation γ des deux niveaux analogues est effectuée dans le tableau 11, en considérant les intensités relatives de chaque transition.

Tableau 11 : Désexcitation γ des premiers niveaux T = 3/2 du ^{41}Ca et du ^{41}Sc.

^{41}Ca(E_i=5817keV)			^{41}Sc(E_i=5938 keV)			B(M1) a)
E_f(keV)	J^π	I	E_f(keV)	J^π	I	(μ_o^2)
2010	$3/2^+$	< 0.3	2097	$3/2^+$	< 1	< 7.10^{-3}
2605	$(5/2^+)$	3.5±0.6	2668	$5/2^+$	4.0±0.5	0.043
3400	$1/2^+$	10.9±1.6	3415	$1/2^+$	9.3±2.0	0.12
3740	$(3/2,5/2)^+$	9±5	3777	$5/2^+$	3.8±2.5	0.1
4094	$(5/2)^+$	100	4248	$5/2^+$	100	1.3
4728	$(1/2,3/2)^+$	82±16	-		-	1.1

a) voir la discussion dans le texte.

Les transitions étant essentiellement de type M1, ces intensités relatives I ont été évaluées en divisant les rapports d'embranchement par le facteur E_γ^3 et en normalisant dans chacun des noyaux sur la transition la plus intense. Le tableau 12 montre une grande similitude entre les désexcitations γ des deux niveaux analogues. En particulier, les intensités relatives observées pour les trois transitions les plus intenses dans le ^{41}Sc vers les niveaux à 2668, 3415 et 4248 sont identiques, dans la limite des barres d'erreur à celles observées pour la désexcitation γ du niveau T=3/2 du ^{41}Ca vers les niveaux à 2605, 3400 et 4094 keV.

Cette identité est, en effet, attendue pour des transitions analogues, comme il a été montré au chapitre I. Les résultats obtenus conduisent donc à identifier comme analogues ces trois paires de niveaux dans le ^{41}Ca et le ^{41}Sc :

- *Niveaux à 2605 et 2668 keV.*

Le niveau à 2668 keV dans le ^{41}Sc a un spin et une parité $J^\pi=5/2^+$; en effet, selon les règles empiriques pour les forces de transition β[56], la valeur de ft obtenue pour la transition β vers ce niveau exclut les autres possibilités $5/2^-$ et $9/2^+$, déterminées par les résultats de distribution angulaire dans la réaction ^{40}Ca(p,γ_o)^{41}Sc [51]. L'analogie proposée pour ces deux niveaux implique donc que le spin et la parité du niveau à 2605 keV dans le ^{41}Ca soit $J^\pi=5/2^+$. Ceci est donc un argument s'ajoutant à ceux déjà évoqués dans la section IID, pour juger erronée la proposition $J^\pi=(5/2,7/2)^-$ faite dans la référence 2.

Les rapports de multipolarité E2/M1 mesurés dans cette expérience pour les transitions analogues à partir du niveau T = 3/2 sont comparables, dans la limite des importantes barres d'erreur observées.

$\delta(^{41}Sc) = 0.40\pm0.16$; $\delta(^{41}Ca) = 0.25^{+0.65}_{-0.30}$.

La force de la transition E2, ΔT = 1 observée est égale à 1.2 ± 0.8u.W.

- *Niveaux à 3400 et 3415 keV.*

L'analogie de ces deux niveaux de spin et parité $J^\pi= 1/2^+$ suggérée par leur énergie d'excitation voisine est donc confirmée par l'existence des deux transitions miroirs (5817→3400) et (5938→3415).

- *Niveau à 4094 et 4248 keV.*

Le niveau à 4248 keV dans le ^{41}Sc est de spin et parité $J^{\pi}=5/2^{+}$[1]. Un certain nombre d'arguments discutés dans la section IID conduisent à proposer un spin et une parité $J^{\pi}=5/2^{+}$ pour le niveau de ^{41}Ca à 4094 keV. Cette proposition est confirmée par l'analogie des deux niveaux à 4094 et 4248 keV, montrée dans cette expérience.

L'analogie des niveaux (^{41}Ca, Ex = 3740 keV) et (^{41}Sc,E_X=3777 keV) suggérée par le tableau 11, est moins évidente en raison des imprécisions expérimentales sur les intensités relatives I. Il est possible que l'analogue du niveau à 3740 keV soit le niveau à 3556±20 keV vers lequel a été observée une transition β, d'intensité plus forte que celle vers le niveau à 3777 keV. Dans ce cas, la transition (5938 → 3556) aurait pu être masquée par un contaminant.

La transition γ dans le ^{41}Sc correspondant à celle très intense du ^{41}Ca(5817 → 4728) n'a pas été observée expérimentalement, en raison d'un fond important et de la présence de contaminants. L'analogue dans le ^{41}Sc du niveau à 4728 keV pourrait être l'un des niveaux à 4777 et 4866 keV auxquels un spin et une parité $J^{\pi}=3/2^{+}$ ont été assignés [44].

Les résultats obtenus ne montrent donc pas de contradiction avec la règle énoncée au chapitre I sur l'identité des propriétés des désexcitations analogues ΔT = 1 dans des noyaux miroirs. Les forces de transition B(M1) dans le ^{41}Ca peuvent donc être considérées comme égales à celles des transitions analogues dans le ^{41}Sc ; pour les transitions 5817→3740 et 5817→4728, les B(M1) peuvent être alors déduits à partir des valeurs de R : ceux-ci sont indiqués dans le tableau 11.

4. Niveaux analogues de parité positive dans les noyaux ^{41}Ca et ^{41}Sc.

Il convient d'ajouter à la liste de niveaux analogues cités précédemment un certain nombre de couples de niveaux dont l'analogie est suggérée sans ambiguité par une même valeur de J^{π} et une énergie d'excitation voisine. Il s'agit en particulier, des premiers niveaux $3/2^{+}$ à 2010keV dans le ^{41}Ca et 2097 keV dans le ^{41}Sc dont la structure a été discutée plus haut, et des couples de niveaux $1/2^{+}$ (2670-2715), (3846-3969) et (5962-6013). D'autre part, les niveaux du ^{41}Sc à 2883 keV ($J^{\pi}=7/2^{+}$)[44], et 3184 keV ($J^{\pi}=9/2^{+}$)[44] peuvent être respectivement proposés comme analogues des niveaux du ^{41}Ca à 2882 et 3200 keV. L'ensemble des couples de niveaux de parité positive dans le ^{41}Ca et le ^{41}Sc proposés comme analogues est montré dans la figure 19. Dans la discussion suivante, aucune distinction n'est faite entre les niveaux du ^{41}Ca et du ^{41}Sc, les calculs de modèle en couches effectués ne prenant pas en compte l'interaction coulombienne, ni par conséquent les légères différences d'énergie d'excitation entre deux niveaux analogues que celle-ci peut entrainer.

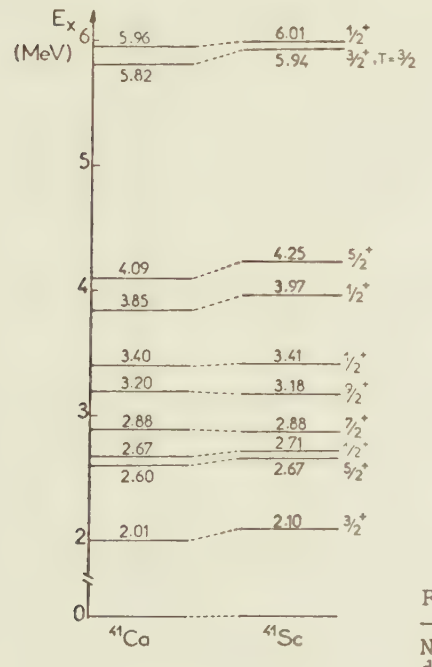


Fig. 19 :

Niveaux analogues de parité positive dans les noyaux miroirs ^{41}Ca et ^{41}Sc.

C H A P I T R E IV

STRUCTURE DES ETATS DE PARITE POSITIVE DES NOYAUX DE MASSE A = 41

Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons les divers calculs qui ont été effectués auparavant sur les niveaux de parité positive du ^{41}Ca. Nous décrirons ensuite les résultats des calculs de modèle en couche effectués dans ce travail et nous comparerons les probabilités de transition théoriques à celles obtenues expérimentalement.

A - RESULTATS DES CALCULS PRECEDENTS.

1. Modèle de couplage faible.

Avant d'aborder l'étude des différents modèles proposés pour rendre compte des niveaux de parité positive du ^{41}Ca, il est très utile d'examiner les prédictions faites par A.M. Bernstein (57) sur les énergies des configurations particules-trous, dans le cadre d'un modèle très simple de couplage faible. Celui-ci est basé sur l'idée que l'énergie d'interaction de deux particules dans deux couches différentes est beaucoup plus faible que celle agissant entre deux particules de la même couche. L'énergie d'une configuration à n trous et n + 1 particules par rapport au coeur de ^{40}Ca peut alors s'écrire en première approximation :

$$E(p^{n+1}t^{n}) = E(p^{n+1}) - E(t^{n}) + Eint \qquad (IV-1)$$

où $E(p^{n+1})$ et $E(t^{n})$ sont respectivement les énergies de l'état à (n+1) particules et de l'état à n trous, qui se déduisent des énergies de liaison des noyaux voisins ; Eint représente l'énergie d'interaction entre les particules et les trous.

Une méthode simple pour évaluer Eint consiste à utiliser l'interaction schématique particule-trou proposée par Bansal et French (58).

$$H_{int} = - a+b\ \vec{t}_p \vec{t}_t$$

$\vec{t}_p$ et $\vec{t}_t$ étant les isospins de la particule et du trou et a et b des paramètres à déterminer empiriquement. Cette proposition de ne considérer que la partie monopolaire du développement en multipoles de l'interaction (59), est basée sur la remarque que l'écartement en énergie des centroïdes T=0 et T=1 des niveaux 1 particule-1trou du ^{40}Ca est beaucoup plus important que la différence d'énergie entre niveaux de même isospin et de spins différents.

L'interaction moyenne particule-trou -a est de signe opposé à l'interaction moyenne particule-particule ; celle-ci dépend des éléments de matrice d'interaction entre les couches j_1 et j_2 par la relation :

$$a = \frac{\sum_T (2T+1)\bar{V}(T)}{\sum_T (2T+1)} \qquad \text{(IV-2)}$$

$$\text{avec } \bar{V}(T) = \frac{\sum_J (2J+1) \langle j_1\, j_2 \mid V \mid j_1\, j_2 \rangle_{JT}}{\sum_J (2J+1)} \qquad \text{(IV-3)}$$

Le paramètre b est égal à la différence d'énergie entre les centroïdes des éléments de matrice T = 0 et T = 1 :

$$b = \bar{V}(1) - \bar{V}(0) \qquad \text{(IV-4)}$$

L'énergie d'interaction entre (n+1) particules et n trous a ainsi pour valeur :

$$E_{int} = -n(n+1)a + \frac{b}{2}[T(T+1) - t_p(t_p+1) - t_t(t_t+1)] + E_c \qquad \text{(IV-5)}$$

T étant l'isospin total de la configuration particules-trous et E_c l'énergie coulombienne. Celle-ci se calcule en multipliant l'interaction coulombienne moyenne c par le nombre de protons et de trous de protons effectivement présents dans la configuration.

Les paramètres utilisés par Bernstein sont a = -0.25 MeV, b = 2.50 MeV, c = -0.4 MeV. Ces paramètres a et b ont été choisis pour reproduire approximativement la position des états particules-trous dans le ^{40}Ca. Les énergies d'excitation des configurations de parité positive dans le ^{41}Ca obtenues à l'aide de ces paramètres sont reportées dans le tableau 12.

Tableau 12 : Energies des configurations 2 particules - 1 trou et 4 particules- 3 trous dans le ^{41}Ca. Paramètres utilisées : a = - 0.25 MeV, b = 2.50 MeV, c = -0.4 MeV.

E_x (MeV)	configuration (T=1/2)	J	E_x (MeV)	Configuration (T=3/2)	J
2.0	$[f^2_{7/2}(0,1)d^{-1}_{3/2}(3/2\ 1/2)]$	3/2	5.6	$[f^2_{7/2}(0,1)d^{-1}_{3/2}(3/2\ 1/2)]$	3/2
2.9	$[f^4_{7/2}(0,0)d^{-3}_{3/2}(3/2\ 1/2)]$	3/2	7.1	$[f^2_{7/2}(2,1)d^{-1}_{3/2}(3/2\ 1/2)]$	1/2-5/2
3.5	$[f^2_{7/2}(2,1)d^{-1}_{3/2}(3/2\ 1/2)]$	1/2-7/2	7.9	$[f^4_{7/2}(0,0)d^{-1}_{3/2}(3/2\ 3/2)]$	3/2
4.0	$[f^4_{7/2}(2,0)d^{-3}_{3/2}(3/2,1/2)]$	1/2-7/2	8.1	$[f^2_{7/2}(0,1)s^{-1}_{1/2}(1/2\ 1/2)]$	1/2
4.3	$[f^4_{7/2}(0,0)d^{-3}_{3/2}(1/2\ 1/2)]$	1/2			
4.5	$[f^2_{7/2}(0,1)s^{-1}_{1/2}(1/2,1/2)]$	1/2			
4.8	$[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}(3/2,1/2)]$	1/2-5/2			
4.8	$[f^2_{7/2}(7,0)d^{-1}_{3/2}(3/2,1/2)]$	11/2-17/2			

Ce calcul élémentaire permet de reproduire correctement l'énergie du premier niveau ($3/2^+$, T=3/2) ainsi que celle de son antianalogue, situé expérimentalement à 2.01 MeV. Les états de la configuration $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]$ sont prévus aux alentours de 4.8 MeV : les résultats obtenus dans ce travail ont montré en effet que cette configuration joue un rôle important dans la fonction d'onde des niveaux à 4.09 MeV ($J^\pi=5/2^+$) et 4.73 MeV ($J^\pi=3/2^+$). Ce calcul prévoit également l'existence d'états de haut spin dûs à la configuration $[f^2_{7/2}(7,0)d^{-1}_{3/2}]$ aux alentours de 4.8 MeV. Un certain nombre de ces niveaux ont été identifiés (9,12,13) dans cette région d'énergie : en particulier, l'état $17/2^+$ a été localisé à 5.22 MeV.

Le grand intérêt de ce calcul est de montrer l'importance des configurations 4 particules - 3 trous dans le spectre des états de parité positive du ^{41}Ca. Celles-ci en effet, se trouvent placées à des énergies d'excitation très basses, comparables à celles des configurations 2 particules - 1 trou. Il semble donc souhaitable de pouvoir considérer ces configurations dans un calcul complet de modèle en couches, si l'on veut rendre compte d'une façon satisfaisante des résultats expérimentaux.

2. Calculs de modèle en couches en approximation Tamm-Dancoff(T.D.A.).

a) Avec interactions effectives réalistes.

Sartoris et Zamick (38) ont calculé les états de parité positive du ^{41}Ca en considérant les configurations formées par deux particules réparties dans la couche 2f-1p et un trou dans la couche 2s-1d. Les éléments de matrice d'interaction utilisés sont ceux calculés par Kuo et Brown(60), à partir d'un potentiel de Hamada-Johnston, en tenant compte des corrections dûes à des phénomènes de polarisation du coeur. Les résultats obtenus dans ce calcul sont montrés dans la figure 20.

De sérieux désaccords avec le spectre expérimental peuvent être constatés ; en particulier, le premier état $3/2^+$ se trouve situé à 2.5 MeV au-dessus de sa position expérimentale. D'autre part, la différence d'énergie entre cet état et le premier état T = 3/2 est de 1.6 MeV alors qu'elle est expérimentalement de 3.8 MeV. L'utilisation directe de ces éléments de matrice dits "réalistes" donne donc de très mauvais résultats. Les auteurs suggèrent cependant qu'une amélioration pourrait être obtenue si le calcul prenait en compte également des configurations de type 4 particules - 3 trous.

b) Avec interactions effectives empiriques.

Une autre démarche couramment utilisée est de déduire les éléments de matrice des interactions à deux corps directement à partir des spectres expérimentaux et de les utiliser ensuite dans le calcul. En particulier, Dieperink et Brussaard(61) ont déterminé les éléments de matrice $\langle f^2_{7/2}|V|f^2_{7/2}\rangle_{JT}$ et $\langle f_{7/2}d_{3/2}|V|f_{7/2}d_{3/2}\rangle_{JT}$ à partir d'une recherche en moindres carrés tentant de reproduire l'énergie d'excitation de certains niveaux des noyaux de la région $40 < A < 48$. Dans le ^{41}Ca, les configurations considérées étaient formées de deux particules dans la couche $f_{7/2}$ et d'un trou dans la couche $d_{3/2}$. Les résultats obtenus pour le ^{41}Ca sont représentés dans la figure 20.

Un espace de configurations plus étendu a été considéré dans le récent calcul mené par Hsieh et coll. (62) pour lequel les deux particules sont placées dans la couche 1f-2p et le trou dans la couche 2s-1d. Dans ce calcul, une recherche en moindre carrés a déterminé à partir des spectres expérimentaux des noyaux ^{39}Ca, ^{40}Ca et ^{41}Ca les éléments de matrice

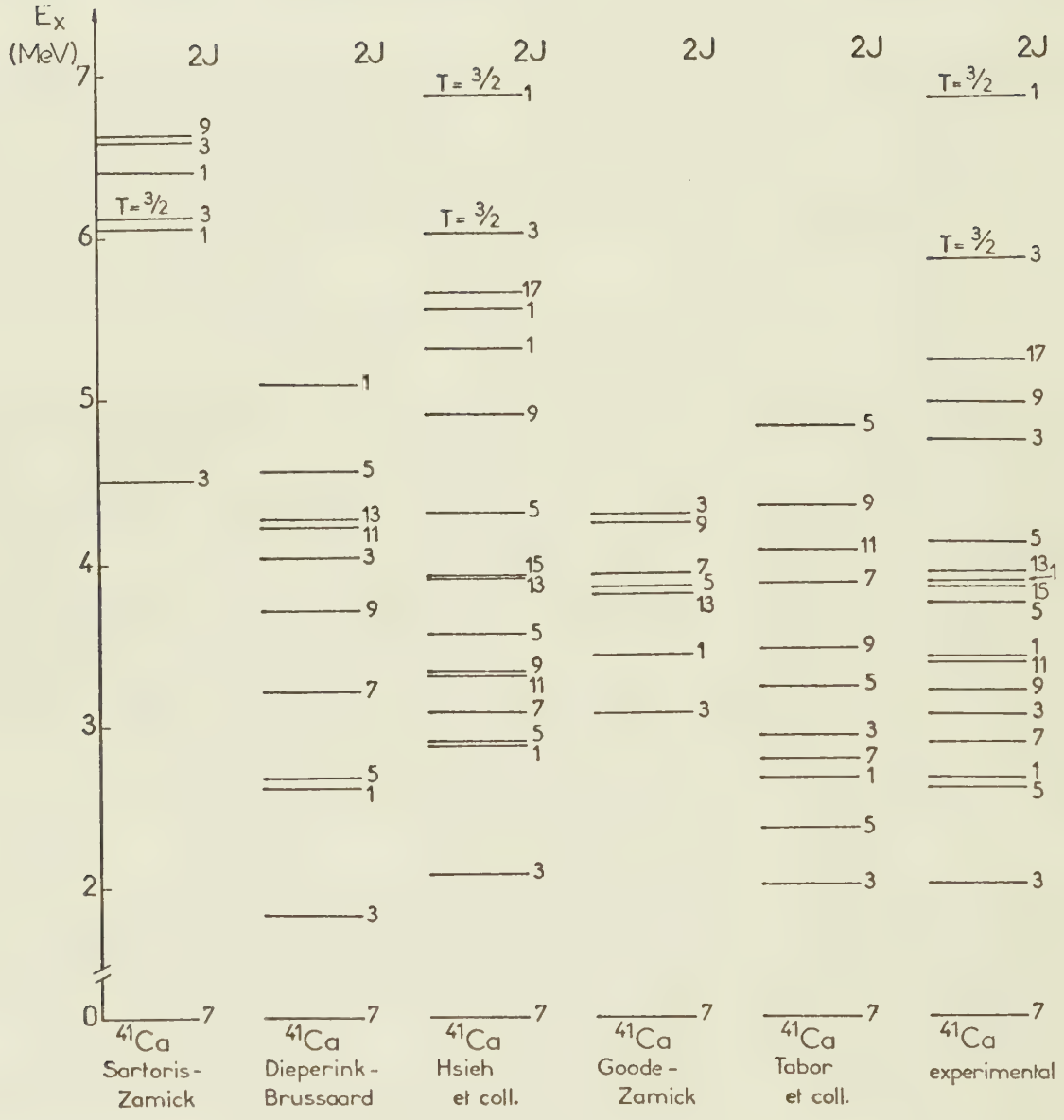


Fig. 20 :

Niveaux de parité positive du ^{41}Ca : comparaison des énergies théoriques et expérimentales (se reporter au texte pour la description des différents calculs).

$\langle f_{7/2} d_{3/2} | V | f_{7/2} d_{3/2} \rangle_{JT}$, tous les autres éléments de matrice nécessaires étant fixés. Pour les interactions trou-trou, ils avaient été déterminés auparavant de façon empirique dans les noyaux de masse A = 36 - 38 ; les éléments de matrice particule-trou et particule-particule étaient ceux calculés par Kuo et Brown[60]à partir de l'interaction nucléon-nucléon.

Le spectre théorique du ^{41}Ca obtenu dans ce calcul est montré dans la figure 20. Les facteurs spectroscopiques des réactions ^{40}K(^{3}He,d)^{41}Ca et ^{42}Ca(p,d)^{41}Ca ont également été calculés, ainsi qu'un certain nombre de probabilités de transition électromagnétiques entre niveaux T = 1/2. L'accord entre énergies expérimentales et théoriques est, en général, assez bon, les plus bas niveaux de chaque spin ayant été pris en compte dans la recherche en moindres carrés. Ce calcul reproduit cependant très mal les niveaux $1/2^+$: les niveaux $1/2^+$ à 3.40 et 3.85 MeV sont en effet, prédits être à des énergies de 2 MeV trop élevées ; d'autre part, le facteur spectroscopique l = 0 calculé pour un pick-up de neutron vers le plus bas niveau $1/2^+$ est bien trop faible par rapport aux résultats expérimentaux.

3. Autres calculs.

a) Calculs en couplage particule-vibration.

Dans ce calcul, mené par Goode et Zamick (63), les états de parité positive du ^{41}Ca sont considérées comme résultant du couplage d'une particule de la couche $f_{7/2}$ aux états vibrationnels de parité négative du ^{40}Ca. La procédure utilisée est celle de l'approximation des phases aléatoires (R.P.A.) étendue aux noyaux avec une particule en dehors d'une couche fermée. Le spectre obtenu, pour une différence d'énergie de 7.2 MeV entre les couches $f_{7/2}$ et $d_{3/2}$, est montré sur la figure 20.

On observe une amélioration sensible par rapport au calcul de Sartoris et Zamick. En particulier, le premier niveau $3/2^+$ se trouve abaissé de 1.5 MeV par rapport au calcul précédent, mais est encore à une énergie supérieure de 1 MeV à l'énergie expérimentale. L'utilisation d'une valeur de 5.4 MeV pour l'écart entre les couches $f_{7/2}$ et $d_{3/2}$ permet de ramener ce niveau à la bonne énergie, mais bouleverse alors la séquence des niveaux obtenus, amenant en particulier le premier niveau $1/2^+$ à une énergie de 1.9 MeV.

b) Calculs en couplage fort.

Tabor et coll. (18) ont tenté de reproduire les niveaux de parité positive du ^{41}Ca en utilisant un modèle de couplage fort, où deux particules dans la couche d'oscillateur harmonique N = 3 et un trou dans la couche N = 2 se trouvent placés sur des orbites de Nilsson. Ce calcul prend en compte le couplage de Coriolis, qui mélange les diverses bandes de rotation, mais il est limité aux cas où les deux particules sont couplées à K=0, T= 1. Les paramètres ont été choisis de manière à reproduire correctement les énergies des premiers niveaux $3/2^+$ à 2.01 MeV et $1/2^+$ à 2.67 MeV. Le spectre obtenu est montré dans la figure 20. Les probabilités de transition théoriques ne sont pas du tout en accord avec les valeurs mesurées expérimentalement. Cependant, ce modèle a le mérite de reproduire le grand facteur spectroscopique observé dans la réaction ^{42}Ca(p,d)^{41}Ca pour la transition l = 0 vers le premier niveau $1/2^+$ à 2.67 MeV. Le premier niveau $1/2^+$ calculé est en effet, principalement dû à un trou dans l'orbite de Nilsson n° 11, et la déformation donne lieu à une proportion importante de l'état sphérique $s_{1/2}$ dans la fonction d'onde de cette orbite.

B - NOUVEAUX CALCULS.

L'un des résultats les plus importants qui se dégagent des calculs précédents concerne les basses énergies d'excitation prévues par Bernstein pour les configurations 4 particules-3trous, comme le montre le tableau 12 : il est donc légitime de penser que ces configurations se mélangent fortement aux configurations 2particules-1trou. Pour rendre compte correctement des propriétés des niveaux de parité positive du ^{41}Ca dans un calcul de modèle en couches, il semble par conséquent nécessaire de considérer ces deux types d'excitation.

Des calculs de modèle en couches sur les niveaux de parité positive des noyaux A=41 ont donc été entrepris à l'aide du code "MULTISHELL" (Oak Ridge-Rochester) adapté sur l'ordinateur IBM 91 de Saclay (64). Le formalisme utilisé dans ce programme est décrit dans la référence 65 ; il est basé essentiellement sur un développement des fonctions d'onde et des opérateurs en termes de tenseurs sphériques en seconde quantification. Ce programme permet de réaliser des calculs faisant intervenir un nombre élevé de particules actives dans une base étendue (avec un nombre de couches $\leqslant 6$). Le même formalisme est utilisé dans un second programme (64) déterminant les probabilités de transition entre les niveaux théoriques précédemment calculés.

Dans ces calculs, trois couches actives ont été considérées : $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ et $1f_{7/2}$, cette dernière couche pouvant renfermer jusqu'à quatre particules. L'introduction de la couche $2s_{1/2}$ dans le calcul semble absolument nécessaire pour rendre compte correctement des niveaux $1/2^+$ du ^{41}Ca, pour lesquels d'importants facteurs spectroscopiques l = 0 sont observés dans les réactions de pick-up. Pour limiter cependant l'espace de configurations considéré et les dimensions des matrices à diagonaliser, le nombre minimum de particules dans la couche $2s_{1/2}$ a été fixé à 3.

Dans la suite de ce chapitre, bien que les calculs aient été effectués en considérant uniquement l'existence de particules en dehors d'un coeur inerte de ^{28}Si, nous parlerons couramment d'excitations "particules-trous", en nous référant à un coeur de ^{40}Ca.

Les niveaux de parité positive du ^{41}Ca sont donc décrits dans ce calcul comme formés de mélanges de configurations 2particules-1trou (2p-1t) et 4 particules-3trous (4p-3t), l'état fondamental est décrit par un mélange (1p)+(3p-2t). Dans les mêmes conditions, les niveaux (1t)+(2p-3t) et (1p-2t)+(3p-4t) du ^{39}Ca, et les niveaux (0p-0t)+(2p-2t)+(4p-4t) et (1p-1t)+(3p-3t) du ^{40}Ca ont également été calculés.

1. Choix des paramètres.

La base de configurations choisie pour ces calculs nécessite l'emploi de 50 paramètres ; trois d'entre eux représentent les énergies à une particule $\varepsilon(s_{1/2})$, $\varepsilon(d_{3/2})$ et $\varepsilon(f_{7/2})$, les autres correspondent aux différents éléments de matrice d'interaction entre ces trois couches prises deux à deux. Une méthode à priori souhaitable pour déterminer ces paramètres est de calculer ceux-ci à partir d'un potentiel nucléon-nucléon, obtenu à partir des expériences de diffusion élastique de nucléons libres. Ces calculs ont été faits en particulier par Kuo et Brown (60), à partir du potentiel Hamada-Johnston.

Cependant, l'utilisation brute de ces éléments de matrice dans les calculs de Sartoris et Zamick (39) sur les niveaux de parité positive du ^{41}Ca a conduit à des résultats peu satisfaisants, comme nous l'avons rappelé dans le paragraphe [IV.A2] L'une des causes principales de cet échec peut être comprise en comparant les centroïdes T=0 et T=1, (ou bien les

termes a et b exprimés par les formules [IV-2] et [IV-3]) des éléments de matrice $f_{7/2}$-$d_{3/2}$ de Kuo-Brown avec ceux déterminés empiriquement par divers auteurs. Cette comparaison est faite dans le tableau 13. Il est clair que, alors que les valeurs empiriques de a et b sont très comparables, le terme b déduit du calcul de Kuo-Brown se révèle être d'une valeur bien trop faible.

Tableau 13 : Comparaison des termes "a" et "b" de l'interaction $f_{7/2}$-$d_{3/2}$ obtenus dans le calcul de Kuo et Brown, avec ceux déterminés empiriquement.

Interaction	Ref.	a(MeV)	b(MeV)
Kuo-Brown	60	- 0.41	1.49
Bernstein	57	- 0.25	2.50
Erné	66	- 0.28	2.92
Dieperink-Brussaard	61	- 0.27	2.80
Betts et coll.	67	- 0.28	2.82

Osnes et Kuo (68) ont montré que cette valeur de b pouvait être portée à 2.2 MeV, si on tenait compte, dans le calcul des éléments de matrice, de phénomènes de polarisation du coeur plus complexes que celui pris en compte dans le calcul de Kuo et Brown (60). Cependant, à l'exception de l'écart entre éléments de matrice T=0 et T=1, la figure 21 montre que la dépendance en J des éléments de matrice de Kuo et Brown est tout à fait comparable à celle obtenue par Betts et coll. (67), dans une étude des niveaux $f_{7/2}d_{3/2}^{-1}$ du ^{40}Ca par la réaction ^{41}Ca(d,t)^{40}Ca.

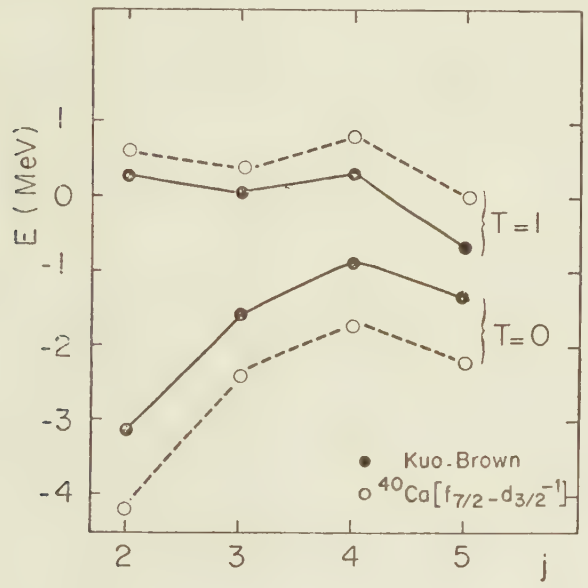


Fig. 21 :

Comparaison des éléments de matrice $\langle f_{7/2}\ d_{3/2}\ |V|\ f_{7/2}\ d_{3/2}\rangle_{JT}$ déterminés empiriquement à l'aide de la réaction ^{41}Ca(d,t)^{40}Ca [67] et de ceux calculés par Kuo et Brown [60] à partir d'un potentiel nucléon-nucléon, en tenant compte des effets dus à la polarisation du coeur.

Une méthode simple pour rendre compte de l'action des différents processus, qui n'ont pas été pris en compte dans le calcul de Kuo et Brown, est donc de déplacer ces centroïdes T=0 et T=1 des éléments de matrice Kuo-Brown, de manière à obtenir des paramètres a et b proches de ceux déterminés empiriquement.

La procédure suivante a donc été utilisée pour choisir les éléments de matrice d'interaction à introduire dans le calcul :

a) Les énergies à une particule $\varepsilon(s_{1/2})$, $\varepsilon(d_{3/2})$ et $\varepsilon(f_{7/2})$ ainsi que les centroïdes des éléments de matrice diagonaux des interactions à deux corps sont choisis pour reproduire approximativement la position de configurations simples identifiées dans les noyaux de masse 29 à 42.

b) Les éléments de matrice non-diagonaux sont ceux calculés par Kuo et Brown en tenant des effets de polarisation du coeur au premier ordre ($G+G_{3p1h}$ [60]).

c) Les éléments de matrice diagonaux tirés du même calcul sont éventuellement modifiés par un simple déplacement de leurs centroïdes T=0 et T=1 vers les valeurs déterminées dans la phase a.

Cette procédure a été utilisée intégralement dans un premier calcul, appelé calcul A. Les modifications apportées aux centroïdes des éléments de matrice diagonaux sont telles que :

$a(s_{1/2}\text{-}s_{1/2}) = -1.80$ MeV

$a(s_{1/2}\text{-}d_{3/2}) = -0.90$ MeV

$a(s_{1/2}\text{-}f_{7/2}) = a(d_{3/2}\text{-}f_{7/2}) = -0.38$ MeV

$b(s_{1/2}\text{-}f_{7/2}) = b(s_{1/2}\text{-}f_{7/2}) = 2.50$ MeV

Les énergies à une particule sont les suivantes :

$\varepsilon(s_{1/2}) = -9$MeV ; $\varepsilon(d_{3/2}) = -7.7$ MeV ; $\varepsilon(f_{7/2}) = -5.7$ MeV.

Un second calcul (calcul B) a ensuite été effectué dans les mêmes conditions, avec comme seul changement par rapport au précédent, les éléments de matrice $\langle f_{7/2}d_{3/2}|V|f_{7/2}d_{3/2}\rangle_{JT}$.

Ces derniers ont été déterminés (64) à l'aide des spectres expérimentaux des noyaux A=34 et présentent une dépendance en J sensiblement différente de celle montrée dans la figure 21. Les deux ensembles d'éléments de matrice sont comparés dans le tableau 14.

Tableau 14 : Comparaison des éléments de matrice de l'interaction $f_{7/2}\text{-}d_{3/2}$ utilisés dans les calculs A et B. Ceux-ci sont exprimés en MeV.

J	T	$\langle f_{7/2}d_{3/2}\|V\|f_{7/2}d_{3/2}\rangle$ interaction A	$\langle f_{7/2}d_{3/2}\|V\|f_{7/2}d_{3/2}\rangle$ interaction B
2	0	- 3.83	- 2.98
3	0	- 2.34	- 1.71
4	0	- 1.59	- 1.61
5	0	- 2.02	- 2.06
2	1	0.43	- 0.41
3	1	0.86	- 0.16
4	1	0.49	0.84
5	1	- 0.43	0.08

2. Résultats des calculs.

a) Energies.

Les spectres théoriques des premiers niveaux du ^{39}Ca et des niveaux de parité négative dans le ^{40}Ca sont montrés dans les figures 22 et 23. Les résultats obtenus dans ces deux calculs sur les niveaux $1/2^+$, $3/2^+$ et $5/2^+$ du ^{41}Ca sont présentés dans la figure 24 et comparés au spectre expérimental.

On observe un assez bon accord entre les énergies expérimentales et théoriques des premiers niveaux $1/2^+$ et $7/2^-$ du ^{39}Ca, en dépit d'une inversion de ces deux niveaux. Les résultats sont beaucoup moins bons pour le ^{40}Ca, dans lequel les énergies des niveaux T=0 sont très mal reproduits, en particulier pour les premiers niveaux 3^- et 5^-. L'accord avec l'expérience est meilleur pour les niveaux T=1 ; cependant les énergies d'excitation calculées sont un peu trop élevées, d'environ 500keV, dans le calcul A et 200 keV dans le calcul B. L'origine de cette translation des énergies d'excitation pourrait être dûe au fait que l'énergie de liaison $E_L(^{40}Ca)$ calculée pour l'état fondamental du ^{40}Ca est incorrecte ; en effet la quantité :

$$\Delta = E_L(^{41}Ca) + E_L(^{39}Ca) - 2\,E_L(^{40}Ca)$$

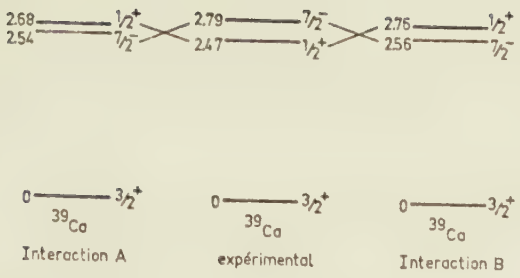


Fig. 22 :

Premiers niveaux excités du ^{39}Ca. Les niveaux de parité positive sont décrits par un mélange 1t +(2p-3t) et les niveaux de parité négative par un mélange (1p-2t) + (3p-4t) (pour la description des éléments de matrice d'interaction à deux corps utilisés dans les calculs A et B, se reporter au texte).

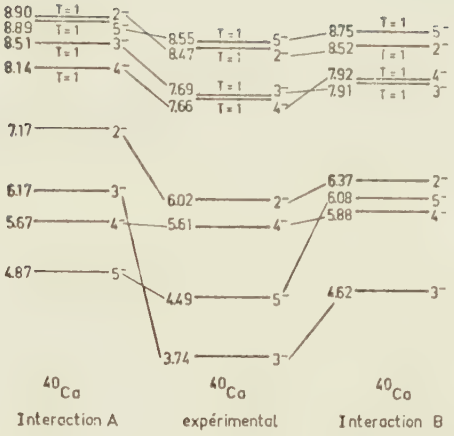


Fig. 23 :

Energies expérimentales et théoriques des premiers niveaux T=0 et T=1 de parité négative dans le ^{40}Ca. Ceux-ci sont décrits par un mélange (1p-1t) + (3p-3t), le fondamental du ^{40}Ca étant représenté par l'addition à l'état 0p-0t de configurations 2p-2t et 4p-4t. (Se reporter au texte pour la description des éléments de matrice d'interaction à deux corps utilisés dans les calculs A et B).

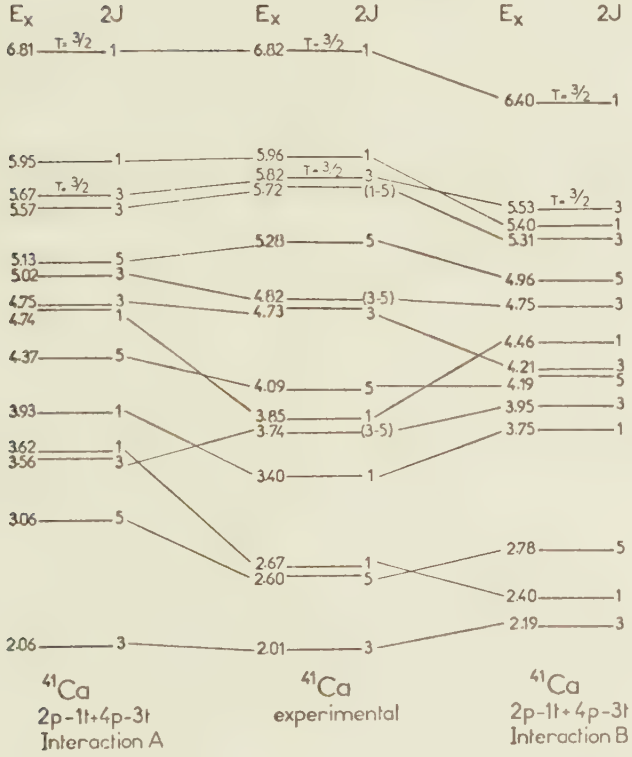


Fig. 24 :

Comparaison des énergies d'excitation calculées pour les niveaux $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ du ^{41}Ca avec les énergies expérimentales. Les niveaux de parité positive sont représentés par un mélange de configurations (2p-1t) + (4p-3t), le fondamental par un mélange 1p + (3p-2t). (pour la description des éléments de matrice d'interaction à 2 corps utilisés dans les calculs A et B, se reporter au texte).

expérimentalement égale à 7.3 MeV est calculée être respectivement de 8.2 MeV et 8 MeV avec les interactions A et B.

Pour les niveaux de parité positive du ^{41}Ca, l'accord des énergies théoriques et expérimentales est assez satisfaisant : en particulier, l'énergie d'excitation du premier niveau $3/2^+$ est correctement reproduite, ainsi que celle des niveaux d'isospin T=3/2. Par contre, les energies calculées pour les trois premiers niveaux $1/2^+$ sont beaucoup trop élevées, à l'exception du plus bas niveau $1/2^+$ dans le calcul B.

b) Forces de transition ΔT=1 dans les noyaux A=41.

Les forces de transition M1 calculées avec chacune des deux interactions A et B pour la désexcitation γ du premier niveau T=3/2 du ^{41}Ca sont présentées dans le tableau 15 et comparées aux valeurs expérimentales; les forces de transition β, expérimentales et théoriques, entre l'état fondamental du ^{41}Ti et les niveaux T=1/2 du ^{41}Sc sont également présentées dans le même tableau. Les forces de transition M1 dans la désexcitation γ du premier niveau $1/2^+$, T=3/2 ont également été calculées et sont comparées en valeurs relatives à celles observées expérimentalement dans le ^{41}Ca : ces résultats sont présentés dans le tableau 16. Toutes ces forces de transition ont été calculées avec les charges effectives et les facteurs gyromagnétiques correspondant à des nucléons libres.

- Désexcitation du premier niveau $3/2^+$, T=3/2.

Tableau 15 : Comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales des forces des transitions M1, ΔT = 1 et Gamow-Teller issues du premier état T=3/2 des noyaux A=41.

Niveau final	$E_f(^{41}Ca)$ exp.	B(M1) (μ_o^2) exp.[a]	calcul A	calcul B	$E_f(^{41}Sc)$ exp.	log ft exp.[b]	calcul A	calcul B
$(1/2^+)_1$	2.67	<0.01	0.007	0.4	2.60	>6.0	6.1	4.1
$(1/2^+)_2$	3.40	0.12	1.9	1.8	3.41	4.66±0.02	3.7	3.7
$(1/2^+)_3$	3.85	<0.08	1.3	1.1	3.97	5.24±0.05	3.8	3.9
$(3/2^+)_1$	2.01	<0.007	0.001	0.11	2.10	4.79±0.03	4.1	3.9
$(3/2^+)_2$	3.74	0.1	0.18	0.71	3.56	4.87±0.02	4.8	4.3
$(3/2^+)_3$	4.73	1.1	0.55	0.08	4.78	4.73±0.02	4.1	4.4
$(5/2^+)_1$	2.60	0.04	1.8	0.03	2.67	4.92±0.02	3.6	7.6
$(5/2^+)_2$	4.09	1.3	5.0	6.5	4.25	4.08±0.03	3.3	3.1

a) Résultats obtenus dans ce travail.

b) Référence 41.

De sérieux désaccords peuvent être constatés entre les valeurs expérimentales des B(M1) et les valeurs théoriques reportées dans le tableau 15. Les deux calculs prédisent en effet, des forces de transition très intenses vers les second et troisième niveaux $1/2^+$, T=1/2 en contradiction avec les résultats expérimentaux, où seule la transition vers le second niveau $1/2^+$ est observée, avec une intensité inférieure d'un facteur 15 à l'intensité calculée. La tendance de ces calculs à prédire des forces de transition M1 plus grandes que celles expérimentalement observées se constate également, dans une moindre mesure, pour la transition vers le second niveau $5/2^+$.

D'autre part, les résultats des calculs A et B présentent entre eux des différences considérables (d'un facteur 60 à 110) pour les valeurs théoriques des forces de transition M1 vers les premiers niveaux $1/2^+, 3/2^+, 5/2^+$.

Ces deux types de désaccordsse retrouvent également dans la comparaison entre les valeurs théoriques de ft, calculées pour les transitions β entre l'état fondamental du ^{41}Ti et les niveaux T=1/2 du ^{41}Sc, et les valeurs expérimentales. Un examen des fonctions d'onde calculées avec chacune des deux intéractions A et B est donc nécessaire.

Des fonctions d'onde très similaires sont obtenues dans les calculs A et B pour le premier niveau $3/2^+$, T=3/2 ; les termes les plus importants de la fonction d'onde de ce niveau sont les suivants :

$$0.77[f^2_{7/2}(0,1)d^{-1}_{3/2}]-0.31[f^2_{7/2}(2,1)d^{-1}_{3/2}]-0.35[f^4_{7/2}(0,2)d^{-3}_{3/2}(3/2,3/2)]+...$$

La configuration dominante pour le niveau $3/2^+$, T=3/2 est donc $[f^2_{7/2}(0,1)d^{-1}_{3/2}]_{3/2\ 3/2}$. Comme le montre le tableau 5, il existe des fortes amplitudes de transition M1 entre cette configuration et les trois configurations $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]$ de spin 1/2, 3/2 et 5/2 et d'isospin T=1/2. Ce type de transitions joue donc un rôle très important dans le calcul des B(M1).

C'est en effet, la présence d'une forte composante $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]$ dans les fonctions d'onde des niveaux finaux qui explique pour une grande part les importantes forces de transition M1 prévues vers les niveaux $(1/2^+)_2$ $(1/2^+)_3$ et $(5/2^+)_2$. Le désaccord observé entre B(M1) théoriques et expérimentaux, particulièrement grave pour les transitions vers les second et troisième niveaux $1/2^+$, indique donc que l'amplitude de cette configuration dans la fonction des niveaux finaux a sans doute été fortement surévaluée par les calculs.

Les différences constatées entre les valeurs de B(M1) calculées avec l'interaction A et l'interaction B, illustrent également le rôle considérable que peut jouer, dans la désexcitation γ du premier niveau $3/2^+$, T=3/2, la présence d'une faible composante $[f^2_{7/2}(1,0)d_{3/2}{}^{-1}]$ dans la fonction d'onde du niveau final. Ceci se constate particulièrement pour les transitions vers les premiers niveaux $1/2^+$, $3/2^+$:

- Niveau $(1/2^+)_1$: cette configuration, négligeable dans le calcul A, représente environ 5% de la fonction d'onde dans le calcul B. L'action de cette faible composante s'ajoute à celle de la configuration $[f^2_{7/2}(2,1)d^{-1}_{3/2}]$, ce qui a pour effet, d'augmenter la force de transition théorique d'un facteur 60 par rapport à celle déterminée dans le calcul A.

- Niveau $(3/2^+)_1$: les deux calculs prévoient tous les deux une amplitude importante pour la configuration "antianalogue" $[f^2_{7/2}(0,1)d^{-1}_{3/2}]_{3/2\ 1/2}$ (de l'ordre de 0.75) tandis que l'amplitude de la configuration $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]_{3/2\ 1/2}$ est de -0.17 dans le calcul A et de +0.06 dans le

calcul B. Une interférence destructrice se produit dans le calcul A entre les amplitudes des transitions vers cette configuration et la configuration antianalogue, expliquant la très faible valeur de B(M1) calculée.

Pour ces deux transitions, ce sont les résultats du calcul A qui sont en accord avec les résultats expérimentaux. Le calcul est par contre, en désaccord avec l'expérience pour la transition M1 vers le niveau $(5/2^+)_1$; la très forte valeur de B(M1) calculée est dûe à une composante importante (16%) de la configuration $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]$ présente dans la fonction d'onde de ce niveau.

- Désexcitation du premier niveau $1/2^+$, T=3/2.

Tableau 16 : Comparaison des intensités relatives expérimentales et théoriques des transitions γ issues au niveau $1/2^+$, T=3/2 à 6.82 MeV dans le ^{41}Ca.

Niveau final	E_x(MeV) expérimental	B(M1) (μ_o^2) calcul A	calcul B	B(M1)/B(M1)[6.82→4.73] calcul A	calcul B	expérimental[a]
$(1/2^+)_1$	2.67	0.11	0.009	0.14	0.01	0.20
$(1/2^+)_2$	3.40	3.48	1.82	4.4	2.9	< 0.04
$(1/2^+)_3$	3.85	0.13	0.47	0.16	0.76	0.23
$(3/2^+)_1$	2.01	0.02	0.14	0.02	0.22	< 0.007
$(3/2)^+_2$	3.74	0.37	2.20	0.47	3.5	0.12
$(3/2^+)_3$	4.73	0.79	0.62	1.	1.	1.

a) Les valeurs expérimentales des intensités relatives M1 sont déduites des rapports d'embranchement mesurés (voir tableau 4), en faisant l'hypothèse que les transitions γ observées sont purement M1.

Les résultats des calculs A et B présentent là aussi des différences importantes, les intensités relatives calculées avec l'interaction A étant généralement en meilleur accord avec celles déterminées expérimentalement. Cependant, les deux calculs prévoient tous les deux une forte transition vers le second niveau $1/2^+$, T=1/2, alors que la transition expérimentale n'a pas été observée en raison de sa faible intensité.

3. Discussion des résultats.

Par rapport aux calculs précédents de modèle en couches effectuées sur les niveaux de parité positive du ^{41}Ca, l'innovation principale de ces calculs est la prise en compte d'excitations 4 particules-3 trous en addition aux excitations 2 particules-1trou généralement considérées. La comparaison des énergies calculées pour les niveaux $1/2^+$, $3/2^+$ et $5/2^+$ avec celles obtenues dans le calcul de Hsieh et coll. [62] ne montre pas d'améliorations spectaculaires ; il faut cependant rappeler que dans ce dernier calcul, les 8 éléments de matrice diagonaux de l'interaction $f_{7/2}$-$d_{3/2}$ avaient été ajustés de façon à reproduire le spectre expérimental.

Les éléments de matrice à deux corps utilisés dans le calcul A étaient déduits de ceux calculés par Kuo et Brown (60), de la manière indiquée dans le paragraphe [IVB1], les divers paramètres a et b étant choisis proches des valeurs déterminées empiriquement. C'est la modification des paramètres a et b de l'interaction $f_{7/2}$-$d_{3/2}$ qui est certainement responsable pour une part importante de la nette amélioration de nos résultats par rapport

à ceux obtenus par Sartoris et Zamick [38] , utilisant directement les éléments de matrice de Kuo et Brown.

Les modifications apportées dans le calcul A aux interactions à deux corps calculées par Kuo et Brown apparaissent plus clairement si l'on développe ces interactions en une somme de produits de tenseurs irréductibles, les coefficients multipolaires d'ordre k et τ se déduisant des éléments de matrice $\langle j_1 j_2|V|j_1 j_2\rangle_{JT}$ par la relation suivante [59] :

$$\alpha_{k\tau} = \sum_{JT} (-)^{j_1+j_2-J+1/2+1/2-T} (2J+1)(2T+1) \frac{\sqrt{2k+1}}{\sqrt{(2j_1+1)(2j_2+1)}}$$

$$\times W(j_1 j_2 j_1 j_2 ; Jk) W(1/2\ 1/2\ 1/2\ 1/2 ; T\tau) \langle j_1 j_2|V|j_1 j_2\rangle_{JT} \qquad \text{(IV.6)}$$

Les opérations effectuées sur les éléments de matrice à deux corps ont eu simplement pour but de modifier les coefficients monopolaires, α_{00} et α_{01}, les termes d'ordre multipolaire supérieur restant inchangés. On fait donc a priori cette hypothèse : Les calculs d'interaction à deux corps "réalistes" menés à l'aide d'un potentiel nucléon-nucléon tel que celui d'Hamada-Johnstone, déterminent correctement les différents termes multipolaires, à l'exception des termes monopolaires qui doivent être choisis empiriquement.

C'est pour mettre en évidence le rôle que peuvent jouer par rapport à la partie monopolaire de l'interaction $f_{7/2}$-$d_{3/2}$ les termes multipolaires d'ordre supérieur que nous avons entrepris d'effectuer le calcul B parallèlement au calcul A. Les éléments de matrice $f_{7/2}$-$d_{3/2}$ utilisés dans le calcul B sont en effet sensiblement différents de ceux du calcul A, mais leur valeur moyenne a est identique. Les différences observées entre les résultats des deux calculs sont particulièrement sensibles dans les valeurs de ft et de B(M1), les énergies d'excitation étant à part quelques exceptions assez similaires. Certains résultats expérimentaux sont mieux reproduits dans le calcul A que dans le calcul B. Cependant, en raison des désaccords existant pour certains niveaux entre les données expérimentales et les prédictions des deux calculs, nous ne conclurons pas définitivement en faveur de l'une ou l'autre des interactions $f_{7/2}$-$d_{3/2}$ utilisées dans les deux calculs. Il est plus intéressant d'examiner les problèmes communs à ces deux calculs , qui semblent donc dûs principalement à l'action des termes monopolaires.

a) Résultats obtenus pour le ^{41}Ca.

Les désaccords les plus notables entre les résultats expérimentaux et théoriques dans le ^{41}Ca concernent d'une part les forces de transition M1 entre les niveaux $3/2^+$, T=3/2 et les niveaux $(1/2^+)_2$, $(1/2^+)_3$ et $(5/2^+)_2$ et d'autre part les énergies des trois premiers niveaux $1/2^+$. Ces dernières sont en effet, d'environ 1MeV trop élevées dans le calcul A. L'énergie du premier niveau $1/2^+$ est considérablement abaissée dans le calcul B, mais les fonctions d'ondes obtenues dans l'un et l'autre calcul contiennent une proportion très faible de la configuration $[f^2_{7/2}(0,1)s^{-1}_{1/2}]$. Or les résultats des réactions de pick-up sur le ^{42}Ca indiquent au contraire, qu'une grande partie de cette configuration se concentre dans le premier niveau $1/2^+$, situé à 2.67 MeV dans le ^{41}Ca. Il semble donc que les calculs situent la configuration $[f^2_{7/2}(0,1)s^{-1}_{1/2}]$ à une énergie trop élevée. Les expressions (IV-1) et (IV-5) montrent que pour abaisser l'énergie de cette configuration, il serait nécessaire de faire un choix différent du paramètre $a(f_{7/2}$-$s_{1/2})$, égal dans ce calcul à $a(f_{7/2}$-$d_{3/2})$, de manière à rendre l'interaction $f_{7/2}$-$s_{1/2}$ moins attractive.

Cette modification proposée pour le paramètre $a(f_{7/2}\text{-}s_{1/2})$ semble justifiée en considérant l'écart entre les énergies des premiers niveaux $1/2^+$ et $3/2^+$ dans les noyaux pair-impair de masse 39 à 47 : celui-ci, de 2.5MeV dans le ^{39}K, diminue au fur et à mesure que la couche $f_{7/2}$ se remplit et devient négatif dans le ^{47}K ou l'état fondamental est de spin 1/2. Les configurations dominantes dans les niveaux sont du type $[f^n_{7/2}(O,t_p)d^{-1}_{3/2}]_{3/2T}$ et $[f^n_{7/2}(O,t_p)s^{-1}_{1/2}]_{1/2T}$; la différence d'énergie entre ces configurations pures a pour valeur, d'après les expressions (IV-1) et (IV-5) :

$$\varepsilon = 2.5\ \text{MeV} - n[a(f_{7/2}\text{-}s_{1/2}) - a(f_{7/2}\text{-}d_{3/2})] + \frac{T(T+1)-t_p(t_p+1)-3/4}{2}[b(f_{7/2}\text{-}s_{1/2})-b(f_{7/2}\text{-}d_{3/2})].$$

L'application de cette relation au ^{47}K et au ^{47}Ca, en identifiant les énergies des premiers niveaux $1/2^+$ et $3/2^+$ à celles des configurations de trou $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$, indiquerait que le paramètre b est à peu près identique pour les interactions $f_{7/2}\text{-}s_{1/2}$ et $f_{7/2}\text{-}d_{3/2}$, et que la différence $[a(f_{7/2}\text{-}s_{1/2}) - a(f_{7/2}\text{-}d_{3/2})]$ est égale approximativement à 0.33 MeV.

On peut donc espérer qu'un choix différent de l'interaction moyenne $a(f_{7/2}\text{-}s_{1/2})$ améliorerait sensiblement les résultats obtenus pour les noyaux $A \simeq 41$, en abaissant les énergies théoriques des niveaux $1/2^+$ et en augmentant la proportion de configurations de trou $s_{1/2}$ dans le plus bas niveau. Cependant, il est probable que cette modification ne parviendrait pas à réduire considérablement les forces de transition M1 calculées entre le niveau $3/2^+$, T=3/2 et les niveaux $(1/2^+)_2$, $(1/2^+)_3$ et $(5/2^+)_2$. Celles-ci dépendent pour une grande part de la présence d'importantes composantes $[f^2_{7/2}(1,O)d^{-1}_{3/2}]_{J1/2}$ dans la fonction d'onde des niveaux finaux. Les différences observées entre les B(M1) théoriques et expérimentaux pourraient indiquer qu'en réalité ces composantes ont une amplitude assez faible et que la majeure partie des niveaux de configuration $[f^2_{7/2}(1,O)d^{-1}_{3/2}]_{J1/2}$ est située à des énergies d'excitation plus élevées, rendant très difficile ou impossible la détection expérimentale des transitions γ.

b) Résultats obtenus pour le ^{40}Ca.

Ceux-ci sont dans l'ensemble très peu satisfaisants. Les énergies calculées pour les premiers niveaux de parité négative T=O sont en effet trop élevées : c'est en particulier le cas pour le premier niveau 3^- dans le calcul A, situé 2.4 MeV au-dessus de sa valeur expérimentale. De très graves désaccords existent également entre les énergies expérimentales et théoriques des niveaux de parité positive (qui n'ont pas été représentés dans la figure 23) ; en particulier, l'énergie obtenue dans le calcul A pour le premier niveau excité O^+ est de 2.8MeV supérieure à son énergie expérimentale.

Ces graves problèmes semblent difficiles à résoudre dans le cadre de ce modèle. En effet, d'autres calculs analogues à ceux-ci, mais ne considérant comme seules couches actives que $f_{7/2}$ et $d_{3/2}$, ont en effet, été effectués [64] à l'aide de différents ensembles d'interaction à deux corps pour étudier systématiquement les effets obtenus en faisant varier la partie monopolaire de l'interaction $f_{7/2}\text{-}d_{3/2}$ et le paramètre Δ, représentant l'écart entre les couches $f_{7/2}$ et $d_{3/2}$. Ces calculs ont montré qu'il n'était pas possible de reproduire simultanément avec une même valeur de Δ les énergies expérimentales dans le ^{40}Ca et le ^{41}Ca : Si Δ est choisi pour que le premier niveau excité O^+ du ^{40}Ca soit situé dans le calcul à l'énergie correcte, alors ce sont les niveaux T=1 de parité négative dans le ^{40}Ca et les niveaux de parité positive du ^{41}Ca qui se trouvent placés à des énergies d'excitation trop basses. Ce comportement est prati-

quement indépendant des interactions à deux corps utilisées. Pour tenter cependant de résoudre ces problèmes dans le cadre d'un calcul de modèle en couches avec un nombre de couches actives limité, il serait sans doute souhaitable de tenir compte des effets dûs à l'existence d'interactions à trois corps. Des calculs de ce type sont actuellement en projet [64].

En conclusion, les propriétés expérimentales des niveaux du ^{40}Ca semblent ne pas pouvoir être décrites dans leur ensemble par un calcul classique de modèle en couches, même si celui-ci prend en considération l'existence de configurations 3particules-3trous et 4particules-4trous. Une des raisons de cet échec pourrait être la limitation des couches actives aux orbites $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ et $1f_{7/2}$, et il serait sans doute nécessaire pour améliorer les résultats d'effectuer ces calculs en agrandissant l'espace de configurations à l'ensemble des orbites de la couche 2s-1d et 1f-2p. Cependant, la possibilité d'effectuer un tel calcul est pratiquement exclue en raison des dimensions prohibitives que cela entrainerait pour les matrices à diagonaliser.

L'existence de déformations dans le ^{40}Ca est suggérée par certaines propriétés de type collectif, telles que l'accélération de certaines transitions électromagnétiques et des séquences de niveaux ressemblant à des bandes de rotation. C'est en effet, avec un certain succès que Gerace et Green ont décrit les niveaux du ^{40}Ca de parité positive [69] et négative [70] ainsi que ceux de parité négative dans le ^{41}Ca [69] : dans le modèle qu'ils ont employé, ces niveaux sont décrits par un mélange de configurations sphériques du modèle en couches et de configurations déformées, construites en excitant des particules de l'orbite de Nilsson n° 8 sur l'orbite n° 14.

Il est donc possible que les désaccords constatés pour les niveaux de parité positive du ^{41}Ca entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus dans nos calculs soient également dûs à l'existence de déformations. Il serait donc du plus grand intérêt de voir si une extension du modèle de Gerace et Green aux niveaux de parité positive du ^{41}Ca, décrits alors par des mélanges d'états 2particules-1trou et d'états déformés 4particules-3trous, serait capable de rendre compte d'une façon satisfaisante des résultats expérimentaux.

Il serait également très intéressant de voir si les faits expérimentaux qui n'ont pas été reproduits dans nos calculs - tels que la position des premiers niveaux $1/2^+$ du ^{41}Ca, et la faible valeur des B(M1) observés entre le premier niveau T=3/2 et ces niveaux $1/2^+$, pourraient s'expliquer dans le cadre du modèle en couches, en tenant compte de l'existence d'interactions à trois corps.

CONCLUSION

L'étude de la réaction $^{42}Ca(^{3}He,\alpha\gamma)^{41}Ca$ a permis d'obtenir un certain nombre d'informations nouvelles sur les transitions électromagnétiques dans le ^{41}Ca. Les résultats les plus complets concernent la désexcitation γ des deux premiers niveaux T=3/2 du ^{41}Ca, analogues de l'état fondamental $3/2^+$ et du premier niveau excité $1/2^+$ du ^{41}K et du ^{41}Ti, situés respectivement à une énergie de 5.82 et 6.82 MeV. L'analyse des distributions angulaires a établi sans ambiguité que le spin du niveau à 5.82 MeV est 3/2. Les rapports d'embranchement ont été mesurés et une limite supérieure de 4.10^{-14}s a été établie pour le temps de vie de ces deux niveaux,en mesurant l'effet Doppler subi par les transitions γ émises.

Dans le modèle le plus simple, on prévoit que le premier niveau $3/2^+$, T=3/2 se désexcite essentiellement par de fortes transitions M1 vers les trois niveaux $1/2^+$, $3/2^+$ et $5/2^+$, membres de la configuration $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]$. Expérimentalement, cinq transitions ont été observées. C'est en premier lieu dans le but de déterminer les valeurs absolues B(M1) de leurs forces de transition, mesurées seulement en valeurs relatives dans cette expérience, que nous avons entrepris d'étudier la désexcitation γ du premier niveau T=3/2 du ^{41}Sc : les forces de transition $\Delta T=1$ entre niveaux initiaux et finaux analogues dans deux noyaux miroirs doivent être en effet identiques, si l'isospin est un bon nombre quantique.

C'est la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$ qui, dans la deuxième partie de ce travail, a été utilisée pour étudier la désexcitation γ du premier niveau T=3/2 du ^{41}Sc. Cette étude, expérimentalement délicate, a permis de mettre en évidence une résonance à une énergie incidente E_p = 4974 keV, qui est identifiée au niveau T=3/2 recherché, en raison de ses propriétés expérimentales : en particulier, les niveaux T=1/2 vers lesquels se désexcite cette résonance sont également alimentés par la désexcitation β^+ de l'état fondamental du ^{41}Ti, analogue de l'état initial.

L'étude de la fonction d'excitation de la réaction $^{40}Ca(p,\gamma)^{41}Sc$ et des distributions angulaires des rayons γ émis par le niveau résonnant ont permis de mesurer la force de la résonance ω_γ, les rapports d'embranchement et les rapports de multipolarité E2/M1, et d'en déduire ensuite les forces de transition B(M1).

Les désexcitations γ observées pour les premiers niveaux T=3/2 du ^{41}Ca et du ^{41}Sc sont, comme prévu, d'une grande similarité. Ce travail établit donc sans ambiguïté l'analogie des couples de niveaux suivants dans le ^{41}Ca et le ^{41}Sc : (2.60-2.67 ; $J^\pi = 5/2^+$), (3.40-3.41 ; $J^\pi = 1/2^+$), (4.09-4.25 ; $J^\pi = 5/2^+$). D'autre part , les B(M1) mesurés sont comparés aux valeurs de ft, caractérisant la force des transitions β^+ correspondantes vers le même niveau final : cette comparaison indique que la transition 5.94 → 2.10 est essentiellement du type $d_{3/2}\rightarrow d_{3/2}$, tandis que la transition 5.94→4.25 est du type $f_{7/2}\rightarrow f_{7/2}$. Ces résultats sont compatibles avec l'hypothèse que les configurations dominantes dans les niveaux à 2.10 et 4.25 MeV dans le ^{41}Sc sont respectivement $[f^2_{7/2}(0,1)d^{-1}_{3/2}]_{3/2\ 1/2}$ et $[f^2_{7/2}(1,0)d^{-1}_{3/2}]_{5/2\ 1/2}$.

Les énergies expérimentales des niveaux $1/2^+$, $3/2^+$ et $5/2^+$ du ^{41}Ca et les forces B(M1) correspondant aux transitions issues des deux premiers niveaux T=3/2 ont été comparées aux résultats de calculs de modèle en couches ; dans ces calculs, on représente la structure de ces niveaux par

un mélange de configurations 2particules-1trou et 4particules-3trous. Certains désaccords entre les résultats expérimentaux et théoriques pourraient indiquer qu'un calcul classique de modèle en couches n'est pas très bien adapté pour décrire l'ensemble des résultats obtenus sur les niveaux de parité positive du ^{41}Ca et du ^{41}Sc, comme cela semble être le cas pour les niveaux du ^{40}Ca. C'est donc sur le plan théorique que devrait en premier lieu se poursuivre cette étude.

REFERENCES

[1] P.M. Endt and C. Van der Leun, Nucl. Phys. A214 (1973) 1

[2] U. Lynen, R. Bock, R. Santo and R. Stock, Phys. Lett. 25B (1967) 9

[3] J.L. Yntema, Phys. Rev. 186 (1969) 1144

[4] S.M. Smith and A.M. Bernstein, Nucl. Phys. A113 (1968) 303

[5] P. Martin, M. Buenerd, Y. Dupont and M. Chabre, Nucl. Phys. A185 (1972) 465

[6] K.K. Seth, communication privée

[7] T.A. Belote, F.T. Dao, W.E. Dorenbusch, K. Kuperus, J. Rappaport and S.M. Smith, Nucl. Phys. A102 (1967) 462

[8] M. Stautberg-Greenwood, M. Pluta, L.R. Greenwood and N. Anantaraman Phys. Rev. C11 (1975) 1983

[9] H. Nann, W.S. Chien, A. Saha and B.H. Wildenthal, Phys. Rev. C12 (1975) 1524

[10] W. Bohne, H. Fuchs, K. Grabisch, H. Kluge, H. Morgenstern, H. Oeschler and W. Schlegel, Nucl. Phys. A240 (1975) 171

[11] M.J.A. de Voigt, D. Cline and R.N. Horoshko, Phys. Rev. C10(1974) 1798

[12] K.P. Lieb, M. Uhrmacher, J. Dauk and A.M. Kleinfeld, Nucl. Phys. A223 (1974) 445

[13] P. Gorodetzky, J.J. Kolata, J.W. Olness, A.R. Poletti and E.K.Warburton, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1067

[14] G. Johnson, R.S. Blake, H. Laurent, F. Picard and J.P. Schapira, Nucl. Phys. A143 (1970) 562

[15] S. Fortier, H. Laurent et J.P. Schapira, J. de Phys. 32 (1971) 231

[16] H. Laurent, S. Fortier, J.P. Schapira, R.S. Blake, F. Picard and J. Dalmas, Nucl. Phys. A164 (1971) 279

[17] L.C. Mc Intyre, Phys. Rev. C9 (1974) 200

[18] S.L. Tabor, K.C. Young, D.P. Balamuth and R.W. Zurmühle Phys. Rev. C12 (1975) 1212

[19] H. Laurent , Thèse de doctorat d'état , Paris (1971).

[20] D.H. Youngblood, B.H. Wildenthal and C.M. Class, Phys. Rev. 169 (1968) 859

[21] E.K. Warburton and J. Weneser, dans "Isospin in Nuclear Physics", ed. D.M. Wilkinson (North Holland, Amsterdam 1969) p. 175

[22] R.G. Sextro, R.A. Gough and J. Cerny, Nucl. Phys. A234 (1974) 130

[23] S.S. Hanna, dans "Isospin in Nuclear Physics" (voir réf. 21) p.591

[24] A. de Shalit and I. Talmi, dans "Nuclear Shell Theory" (Academic Press, New-York, 1969).

[25] A.J. Ferguson, dans "Angular Correlation Methods in Gamma - Ray Spectroscopy (North Holland, Amsterdam 1965).

[26] A.R. Poletti and E.K. Warburton, Phys. Rev. 137 (1965) B595

[27] H.J. Rose and D.M. Brink, Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 306

[28] P. Cziffra and M.J. Moravcsik, rapport UCRL - 8523

[29] E. Hourani, Nucl. Instr. Meth. 94 (1971) 401 et communication privée

[30] S. Fortier, H. Laurent, J.M. Maison, J.P. Schapira et J. Vernotte, Phys. Rev. C6 (1972) 378

[31] K.T. Knöpfle, M. Rogge, C. Mayer-Böricke, D.S. Gemmel, L. Meyer-Schützmeister, H. Ohnuma and N.G. Puttaswamy , Phys. Rev. C4 (1971) 818

[32] R.W. Zurmühle, P.F. Hinrichsen, C.M. Fou, C.R. Gould and G.P. Anastassiou, Nucl. Instr. Meth. 71 (1969) 311

[33] H. Laurent, J.P. Schapira, S. Fortier, S. Galès et J.M. Maison, Nucl. Instr. Meth. 117 (1974) 17

[34] G. Aubin, J. Barrette, G. Lamoureux and S. Monaro, Nucl. Instr. Meth. 76 (1969) 85

[35] S.L. Tabor, R.W. Zurmühle and D.P. Balamuth, Phys. Rev. C11 (1975) 1089

[36] J. Lindhard, M. Scharff and H.E.Schiott, Mat. Fys. Medd. Der. Vid. Selsk. 33 (1963) 4014

[37] P.M. Endt et C. Van der Leun,Nucl. Phys. A235 (1974) 27

[38] G. Sartoris et L. Zamick, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 292

[39] G. Wiechers et P.J.Brussaard Nucl. Phys. 73 (1969) 357

[40] A.M. Poskanzer, R. Mc Pherson, R.A. Esterlund and P.L. Reeder, Phys. Rev. 152 (1966) 995

[41] R.A. Gough, R.G. Sextro and J. Cerny, Phys. Lett. 43B (1973)33
R.G. Sextro, R.A. Gough and J. Cerny, Nucl. Phys. A234 (1974)130

[42] N.A. Brown, Ph. D. Thesis, Rice University (1963)

[43] F. Scheibling - Communication privée

[44] B. Rabin, Thèse de doctorat d'état, Strasbourg (1974).

[45] C.F. Williamson, J.P. Boujot and J. Picard, Rapport CEA R3042 (1966)

[46] J.B. Marion, Rev. Mod. Phys. 38 (1966) 660

[47] J.M. Blatt et L.C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258

[48] T.A. Trainor, T.B. Clegg and W.J. Thompson, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 229

[49] N. Auerbach and A. Lev, Phys. Lett. 34B (1971) 13

[50] H.E. Gove dans "Nuclear Reactions", ed. P.M. Endt and M. Demeur, (North Holland, Amsterdam 1959) Vol I p. 259

[51] D.H. Youngblood, B.H. Wildenthal and C.M. Class, Phys. Rev. 169 (1968) 859

[52] D.E. Alburger and D.H. Wilkinson, Phys. Rev. C8 (1973) 657

[53] J.C. Overley, P.D. Parker and D.A. Bromley, Nucl. Instr. Meth. 68 (1969) 61

[54] J. Vernotte, S. Galès, M. Langevin et J.M. Maison, Nucl. Phys. A212 (1973) 493

[55] A.H. Wapstra and N.B. Gove, Nucl. Data A9 (1971) 265

[56] S. Raman and N.B. Gove, Phys. Rev. C7 (1973) 1995

[57] A.M. Bernstein, Annals of Physics 69 (1972) 19

[58] R.K. Bansal and J.B. French, Phys. Lett. 11 (1964) 145

[59] M. Moinester, J.P. Schiffer and W.P. Alford, Phys. Rev. 179 (1969)984

[60] T.T.S. Kuo and G.E. Brown, Nucl. Phys.85(1966)40 ; Nucl. Phys. A114 (1968)241

[61] A.E.L. Dieperink and P.J. Brussaard, Nucl. Phys. A106(1967)177

[62] S.T. Hsieh, K.T. Knöpfle and G.J. Wagner, Nucl. Phys. A254(1975)141

[63] P. Goode and L. Zamick, Nucl. Phys. A129(1969)81

[64] A. Zuker communication privée

[65] J.B. French, E.C. Halbert, J.B. Mc Grory and S.S.M. Wong, in "Advances in Nuclear Physics" vol. 3 (1969) p. 193

[66] F.C. Erne, Nucl. Phys. 84 (1966) 177

[67] R.R. Betts, C. Gaarde, O. Hansen, J.S. Larsen and S.Y. Van der Werf, Nucl. Phys. A253 (1975) 380

[68] E. Osnes and T.T.S. Kuo, Phys. Lett. 47B(1973)430

[69] W.J. Gerace and A.M. Green, Nucl. Phys. A93(1968)110

[70] W.J. Gerace and A.M. Green, Nucl. Phys. A113(1969)641